

気液界面複雑現象を考慮した二相流解析技術の研究

著者	吉村 一樹
学位授与機関	Tohoku University
URL	http://hdl.handle.net/10097/00127544

博士学位論文

気液界面複雑現象を考慮した
二相流解析技術の研究

平成30年度

(平成31年1月15日提出)

東北大学大学院工学研究科
航空宇宙工学専攻

吉村 一樹

Numerical Analysis of Two Phase Flow with Complex Gas-liquid Interface

Kazuki Yoshimura

Abstract

Gas-liquid two phase flow is a complex flow due to gas-liquid interface deformation, which is an important phenomenon in the development of industrial products. As numerical analysis technology progresses, we can currently find many studies that use two-phase flow analysis to investigate industrial products. However, a combination of large analysis cost and low accuracy is usually a critical problem in using the two-phase flow analysis as a tool for product design examination. In this thesis, new gas-liquid two-phase flow analysis methods, which correspond to the respective problems of three industrial products, are proposed for solving this problem. The proposed analysis methods for each products are explained in Chapter 2 (refrigerant distributor for heat exchanger), Chapter 3 (multi-swirl injector for port fuel injection) and Chapter 4 (fuel injector for gasoline direct injection).

In Chapter 2, gas-liquid annular flow was simulated to predict the distribution ratio of a refrigerant distributor. The computational region was divided into two regions: a bend pipe and a distributor. The boundary condition of the bend pipe outlet was connected to the distributor inlet with the velocity and the liquid volume fraction. The velocity at the inlet of the distributor was uniform with that at the inlet of the bend pipe. The liquid volume fraction was modified to conserve the mass flow rate of the liquid, because the liquid film inside the bend pipe disappeared with numerical diffusion. We used the volume of fluid (VOF) method for the gas-liquid interface calculation. The results of numerical analysis include profiles of the flow field, distribution ratio, and quality. The modified analysis results exhibit a higher quantity of retained liquid film than the unmodified ones, meaning that the flow reproducibility was improved. Moreover, the numerical analysis results of the distribution ratio and quality were closer to our experimental measurements than those obtained by unmodified analysis. The accuracy of the calculation in the distribution ratio of liquid was within 4% of the computational error. These results demonstrate that the numerical analysis proposed in this study is an effective means of predicting the distribution of the distributor.

We have developed a multi-swirl injector, which shows fine atomization of fuel spray, for an automobile engine (a port fuel injection engine). In Chapter 3, spray interactions and flow field inside the nozzle were investigated for spray atomization by experimental observations and numerical simulations. First, the effects of the spray interactions on the spray atomization were investigated by optically measuring the spray patterns and the Sauter mean diameter (SMD) using laser diffraction. The spray patterns indicated that the sprays from each orifice interact under the orifices, and this interaction can be classified into two types: liquid-film collision and droplet collision. In the case of the liquid-film collision, the collided liquid films

are supposed to merge and then break up into larger droplets. In comparison, droplet collisions have a small effect on the value of the SMD in our experiments. Second, numerical simulations were conducted to investigate the flow field inside the orifices. The simulation results showed that a liquid film was formed along the side wall of the orifice, and the liquid film of the three orifices was thinner than that of the single orifice. From the experiments conducted above, a smaller SMD was measured in the case of three orifices with droplet collision. These facts imply that the droplet diameter is decreased in the case of the three orifices. Finally, we proposed a modified atomization model to calculate the mean droplet diameter of the hollow-cone spray from the film thickness and velocity at an orifice outlet. The film thickness and velocity were calculated by the internal nozzle flow simulation. Although the modified atomization model underestimates the SMD under the liquid-film collision condition, it agrees well with the measured SMD under the droplet collision condition.

Reduction of particulate matter (PM) in exhaust gas from automobile engines, especially for gasoline direct injection engines, is in high demand. Fuel stuck on the engine wall causes incomplete combustion, and generates a large amount of PM. To prevent this, the shape of the fuel injection spray must be controlled with precision. We focused on the valve offset of the injector as a factor influencing the spray shape. In Chapter 4, computational analysis was conducted to investigate the effects of the valve offset on inner nozzle flow and spray shape (spray direction and liquid penetration). The simulated spray behavior image, footprint, and liquid penetration agreed well with experimental results. From the inner nozzle flow simulation results with the valve offset, it was found that fuel tends to flow in the direction of the valve offset near a sac in the nozzle to provide the fuel to the holes. This flow was caused by the smaller flow path formed in the valve offset direction. From the spray simulation results, shifts in the spray direction of the plumes were caused by the flows near the sac. Some plumes were injected in the direction opposite to the valve offset. A larger drill angle of the holes located in the valve offset direction and a larger valve offset caused larger changes of spray directions. Furthermore, liquid penetration was investigated. We showed that the flow separation in the holes caused by the valve offset affects the velocity distribution at the hole outlet and results in changes of the penetration length when the drill angle is small. It was found that the valve offset causes the change in the inner nozzle flow and results in the change of the spray shape. We concluded that the correlation of nozzle geometry and valve offset is important for controlling the spray shape.

The gas-liquid two-phase flow analyses described above have been successfully applied to the product development for the refrigerant distributor and the fuel injector, which suggests the proposed methods' capabilities as development tools. Moreover, it is expected that these methods will be applied to other industrial products.

目次

Abstract	i
目次	iii
第1章 緒論	1
1.1 研究背景	1
1.1.1 気液二相流について	1
1.1.2 気液二相流の数値解析手法	3
1.1.3 気液二相流の数値解析に関する研究	5
1.1.4 界面追跡法の課題	8
1.2 研究目的	11
1.3 本論文の構成	11
参考文献	12
第2章 熱交換器用冷媒分配器への二相流解析の適用	15
2.1 緒言	15
2.2 解析手法	17
2.2.1 解析手法	17
2.2.2 VOF 法による自由界面計算	17
2.3 液相分布補正手法	19
2.3.1 補正手法の検討	19
2.3.2 解析結果の受け渡し	19
2.3.3 曲がり管と冷媒分配器の設置角度変更	20
2.3.4 液膜補正	21
2.4 解析条件	24
2.5 解析結果と考察	26

2.5.1	解析結果の妥当性の検証	26
2.5.2	分配比率と乾き度の予測	31
2.6	結言	34
	参考文献	35
第3章	ポート噴射エンジン用多孔スワールインジェクタへの二相流解析の適用	37
3.1	緒言	37
3.2	噴霧干渉が粒径に与える影響の検討	40
3.2.1	実験装置	40
3.2.2	実験結果	42
3.3	ノズル内部流動の検討	51
3.3.1	解析手法	51
3.3.2	解析結果	54
3.4	平均粒径の算出手法の検討	60
3.4.1	算出手法	60
3.4.2	結果の検討	63
3.5	結言	66
	参考文献	67
第4章	ガソリン直噴エンジン用インジェクタへの二相流解析の適用	69
4.1	緒言	69
4.2	解析手法	71
4.3	解析手法の検証	77
4.4	解析結果と考察	83
4.4.1	ノズル内部流動への影響	83
4.4.2	噴霧の噴射方向への影響	85
4.4.3	液相のペネトレーションへの影響	91
4.5	結言	96
	参考文献	98
第5章	結論	101
5.1	第2章の結論	101

5.2	第 3 章の結論.....	102
5.3	第 4 章の結論.....	103
5.4	本研究の結論.....	104
5.5	今後の課題.....	104
 謝辞		 107

第 1 章

緒論

1.1 研究背景

1.1.1 気液二相流について

液相と気相が同時に存在する流れ場は一般に気液二相流と呼ばれている．気液二相流は気相と液相の間で界面を形成しつつ，流れ場としてそれぞれの相が相互に影響し合うことで，非常に複雑な流れ場を形成する．そのため，気液二相流では気液界面の空間的・時間的な分布に応じた流動状態を，流動様式と呼ばれるいくつかの型に分類し，各流動様式の特徴について議論されることが多い．図 1.1 は流動様式について説明する図である．垂直なアクリルパイプ内を流れる水と空気の気液二相流を撮影しており，流入させる液相の流量を固定し，気相の流量を変化させている．流体における気相の比率（ボイド率）が増加するにつれ，各相の相対速度が変化し，液相中に気泡が分散している「気泡流」から，砲弾型の気泡が生じる「スラグ流」，スラグ流の気液界面が乱れて不規則な形状を成す「チェーン流」，「フロス流」となっている．さらに気相の流量が増加すると，気相が管中央を流れ，液相は壁面に沿った流れである「環状流」へと流動形態が変化している様子が分かる．図示はしていないが，さらにボイド率が増加した場合，壁面に形成された液膜表面の変形や気液の速度差によって生じるせん断力により，液膜が微細な液滴に分裂する．そのため管壁面には液膜は形成されず，管内の空気流に混じって微細な液滴が飛散する「噴霧流」となる．

気液二相流は流動様式に加えて，流体の物性や周囲の状況に応じて，気液二相流特有の様々な物理現象を伴う．以下にその例を示す．

- ・各相の界面（気相と液相，液相と固体壁面，気相と固体壁面）に表面張力が働く．接触角に応じた表面張力のつり合い（ヤングの式）により，気液界面の形状が決定される．

- ・流れ場の条件（気相と液相の物性，温度条件，圧力条件）によっては，沸騰や凝縮，蒸発，キャビテーションといった温度や圧力の変化に起因する相変化現象が生じる．この時，場合によっては気相，液相，液相が相変化した蒸気相の，三相が同時に存在する流れ場となる．

- ・気泡や液滴の衝突，合体，分裂.
- ・単相流と同様に，各相の速度やスケールに依存して乱流現象が生じる.

上記例の物理現象は物理現象を支配する空間・時間スケールがそれぞれ異なる．これらの物理現象が複数同時に発生すると，気液二相流はますます複雑な流れ場となる．

以上のように気液二相流は非常に複雑な流れ場になることが多く，気液二相流を扱う研究においては，想定される流動様式や物理現象を事前に想定し，適切な実験方法や計測手法，数値解析手法を選択する必要がある．これら計測手法や数値解析手法そのものも，多くの研究者によって精力的に研究されている．近年では複雑な気液二相流現象を高精度に測定，解析できるようになってきており，気液二相流を伴う多くの工業製品の性能向上に貢献している．

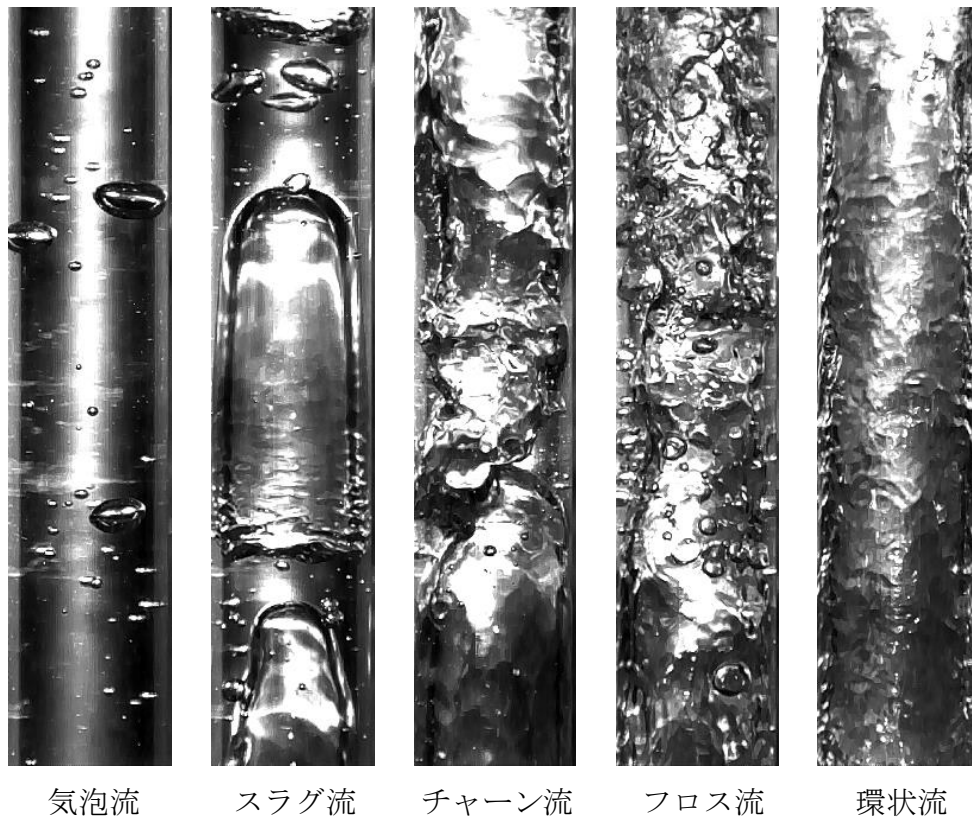


Fig. 1.1 Flow form of gas-liquid two-phase flow in pipe (fluid: air/water).

1.1.2 気液二相流の数値解析手法

複雑な気液二相流現象を解明し、活用するためのツールとして、Computational Fluid Dynamics (CFD)は非常に有用である。近年、CFDによる気液二相流の数値解析手法は飛躍的な発展を遂げており、解析対象や流れ場に応じた様々な解析手法が提案されている。本項では代表的な気液二相流の解析手法について説明する。これらの使い分けとしては、解析対象とする流動様式と、着目する物理現象の時間・空間スケールに応じて、最適な解析手法を選択することになる。

- 平均化を伴う二相流解析モデル

ここでは物理量の平均値を従属変数とした二相流解析モデルについて説明する。これは気液二相流の平均的な挙動を捉えるために用いられる手法であり、大きな空間スケールの解析対象でも短い時間で計算することができる。その代わりに、気泡の変形挙動や液膜の分裂などの気液界面の詳細な変形挙動を捉えることはできない。また、構成方程式と呼ばれる経験、実験、理論に基づく相関式を用いて、壁面と流体の相互作用、流体間の相互作用を考慮している。そのため、相関式で表現できる流動現象の範囲内に適用が限られる。このモデルは、例えば工業用プラント等の設計や安全性評価など、気泡や液膜の個々の変形挙動ではなく、流動場全体の挙動が必要な解析によく用いられている。

平均化した二相流解析モデルは、気相と液相を別個の流体として捉えるかどうかで、気相と液相を混合した一つの流体とみなす混合流モデル（均質流モデル、スリップ流モデル、ドリフトフラックスモデル等）と、気相と液相を別個な流体として計算する二流体モデルに分類できる。解析対象や見たい物理現象に応じて適切なモデルを選択する必要がある[1][2]。

- 界面追跡法

界面追跡法は、気液界面の挙動を捉えられるほど微小な時間・空間スケールで数値計算を行うことで、より実現象に近い流れ場を再現することができる。そのため、流れ場の詳細な現象を把握したい場合によく用いられる。界面追跡法の短所としては、界面現象が再現できるほど十分計算メッシュを小さくする必要があるため、大規模な解析対象では非常に長い計算時間が必要になることである。

界面追跡法の例としては、Volume of Fluid (VOF) 法[3][4]、Level Set 法[5][6]、Multi-interface Advection and Reconstruction Solver (MARS)[7]、Cubic Interpolated Propagation (CIP) 法[8]等が挙げられる。中でも米国の Los Alamos 研究所で開発された SOLA-VOF 法は、流体の占有率(VOF, 流体率)と Navier - Stokes (NS) 方程式と連成して解く方法であり、現在のところ自由界面を含む流れの解析手法として多くの成果を挙げている。しかしながら、これらの方法では、数値計算時のエラー（数値拡散）によって気液界面が消失してしまう問題がある。

気液界面が消失している計算例を図 1.2 に示す。図 1.2 は、ガソリンエンジン用の燃料インジェクタのノズル先端における燃料噴霧の挙動を長距離顕微鏡と CCD カメラを用

いて撮影した画像と、実験と同じ噴射条件で VOF 法を用いて計算した結果を比較したものである。解析結果では液相の体積分率 α が 0.5 (1 が液相, 0 が気相を表す)の等値面を表示している。開弁開始 (インジェクタへの燃料供給開始) の時間を 0 ms としており、実験では時間経過とともに噴霧が伸びていく様子が確認できる。一方で、解析結果ではメッシュの解像度が不十分なため、気液界面が消失し、ある程度の長さ(0.35 ms の図を参照)までしか噴霧が伸びる様子が再現できていない。図中の矢印は実験の噴霧の到達距離を示している。このように、解析条件によっては気液界面が消失してしまい、物理現象を正しく表現できないことがある。

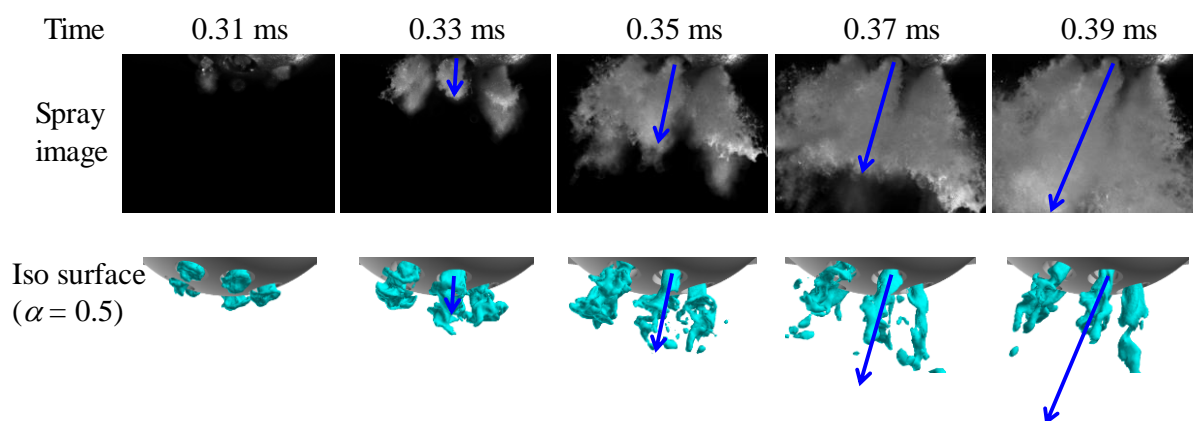


Fig.. 1.2 Comparison of measured and simulated fuel distribution near injector tip[9].

• Lagrange 法

Lagrange 法は、気泡や液滴を粒子で仮定し、Lagrange 座標を使用して各粒子の挙動を個別に計算する手法である。Lagrange 法に対して、上記で説明した平均化を伴う二相流モデルや、界面追跡法などの連続相の解析は Euler 法と呼ばれる。気液二相流においては、噴霧流を対象に、分散相 (液滴) を粒子として扱い、もう一方の相 (気相や蒸気相) は連続相として、各相の相互の影響を考慮しながら計算されることが多い。特徴としては、界面追跡法とは異なり、気液界面の位置は粒子の存在で定義されるために、数値拡散の影響を受けないこと、粒子間の分裂や合体、壁面への衝突、粒子間の相互作用など、実際の現象に沿ったモデルを組み込むことが比較的容易であることが挙げられる。一方で、粒子形状は球形が前提であることや、粒子数に依存して解析コストが高くなる点は注意が必要である。

Lagrange 法の例としては、例えば噴霧流の解析でよく利用される Discrete Droplet Model (DDM)がある[10]。DDM は噴霧中のある粒径の液滴群を一つの固体粒子とみなし、気相中に分散した粒子の運動方程式を解くことで、少ない粒子数で噴霧中の液滴の挙動を計算する手法である。関連して、噴霧中の液滴の分裂 (微粒化) に関するモデルも多く提

案されており（例えば，KH-RT モデル[11]や TAB モデル[12]など），これらを組み合わせることで噴霧流の高精度な数値解析が可能となる．

1.1.3 気液二相流の数値解析に関する研究

本項では気液二相流の数値解析に関する近年の研究例や，工業製品の研究開発例をいくつか紹介する．

湊らは従来の二流体モデルに対してボイド率の輸送計算を取り入れ，界面追跡を可能にした拡張二流体モデルを提案している[13]．計算格子より十分大きい界面は界面追跡し，計算格子より小さい界面構造は従来の二流体モデルと同様に計算することで，二相流モデルの課題である構成方程式への依存を少なくしており，原子力分野における大規模実証試験の代替として拡張二流体モデルが活用可能であることを示している．

功刀は VOF 法の課題である界面勾配輸送の不完全性を，液相体積分率の輸送の際に界面勾配を考慮することで改善した MARS を提案しており，VOF 法では再現できない気泡の合体を再現可能とし[7][14]，多くの有用な成果を挙げている[15]．

気液二相流の解析手法の一つとして，Lagrange 法的一种である粒子法の研究が盛んである．代表的な粒子法としては，Lucy, Gingold and Monaghan による Smoothed Particle Hydrodynamics method (SPH 法)[16][17]と，Koshizuka らによる Moving Particle Semi-implicit method (MPS 法)[18]の二つが挙げられる．SPH 法は圧縮性流れ，MPS 法は非圧縮性流れの計算手法として提案されている．粒子法では界面追跡法の欠点である数値拡散による気液界面の消失がなく，変形の大きい気液界面を有する流れの計算において大きな効果を発揮する．粒子法を用いて複雑な流動現象を解析した一例として，関根らはキャビテーションモデルを組み込んだ MPS 法を用いて噴霧解析を実施し，キャビテーションの影響による噴霧形状の変化が，実験結果と良く一致する結果を得ている[19][20]．SPH 法は宇宙物理学，MPS 法は特に原子力の分野から発展したが，近年の解析手法の発展により，他の分野においても大きな成果を挙げている．

上述の粒子法では気液界面での液膜消失はないが，解析モデルの規模が大きい場合でも粒子を均等に配置する必要があるため，大幅に粒子数および計算時間が増加することが課題である．この課題に対して石井らは界面追跡法である CIP 法と粒子法である MPS 法のハイブリッド解析手法を開発している．これは複雑な気液界面を伴う局所的な流れ場において MPS と CIP を連成させて計算することで，計算コストを抑えつつ，CIP 法のみでは困難な小スケールの現象まで計算することを可能としている．これにより，複雑な気液界面現象を伴う自動車用インジェクタの噴霧流れや熱交換器内流れの詳細な検討を実施している[21][22][23]．

流体を仮想的な粒子の集合体とみなし，各粒子の衝突と並進について速度分布関数を用いて計算する手法である Lattice Boltzmann Method (LBM, 格子ボルツマン法)[24]は，並列計算の効率の良さから，近年注目を集めている[25][26]．LBM による気液二相流解析の特徴は，界面形状の時間変化を追跡する必要がなく，流量保存性に優れていることである．解析手法も複数提案されており，今後のさらなる発展が期待される[27]．

材料組織形成の過程や高分子液膜の形成等，主に材料開発の分野のメゾスケールのシミュ

レーションで活用されている Phase-Field Model も気液二相流の解析手法である[28]. 高田らは Phase-Field Model と二相流 LBM を組み合わせて、水-空気のような高密度比の気液二相流を解析する手法を提案している[29].

以上のように気液二相流の解析手法は年々進歩しており、現在も多くの新しい解析手法が研究されている. さらに近年の計算機能力の向上に伴い、アプリケーションとして気液二相流解析を工業製品の設計や研究開発に活用する例が増加している. 特に気液界面における流動が重要となる工業製品は多く、そのような場合は界面追跡法が活用されている. ここでは気液二相流解析の手法として界面追跡法を用いた研究開発の例を紹介する.

松田らは熱交換器の伝熱性能向上を目的に、二相流解析を用いて、微細流路内の液膜厚さが沸騰伝熱特性に及ぼす影響を検討している[30]. 管内に形成される液膜厚さを解析により計算し、既存の整理式と組み合わせることで、相変化現象を直接計算せずに液膜厚さを考慮した熱伝達率を予測する手法を提案している.

Shi らはディーゼルエンジン用のインジェクタ先端のノズル形状が噴霧の微粒化に及ぼす影響について、VOF-LES (Large Eddy Simulation)法を用いて検討している[31]. 噴孔内への偏った流れ込みによって渦や局所的な不安定性が生じ、これらが噴霧形成に与える影響について明らかにしている. さらに Shi らは液滴の一次分裂を計算するために VOF-Level Set LES 法を使用しており、LES でも液滴の分裂まで計算する場合には気液界面の拡散が課題となっていることが推測される.

Duke らは実際のインジェクタ先端のノズル構造を X 線撮影により形状測定し、それをもとに解析メッシュを作成することで、加工誤差を考慮したより現実に近い流れ場の検討を実施している[32]. 解析結果から、実機試験において噴霧の質量中心がずれる原因がインジェクタ内部の流れ場にあることを明らかにしている. Duke らは実測と解析を合わせて流れ場の検討を実施することで、複雑な現象の考察を可能としている.

Hellmann らは気相、液相、蒸気相の三相流解析と遺伝的アルゴリズムによる最適化手法を用いて、インジェクタのノズル先端の噴孔形状と噴孔下流の拡大部形状(Counter bore)の最適化を実施している[33]. 結果として、250000 CPU hours の計算により十分改善された設計が得られたとしている. 1 ケースあたりの解析コストが大きい界面追跡法を用いた多目的最適化は困難であったが、現実的な設計ツールとして活用され始めていることが分かる.

Zeoli らは液体金属を高速な不活性ガス(Ar)のジェットを用いて粉砕することで金属粉末を製造する装置であるガスアトマイザのノズル近傍における二相流解析を実施し、金属粉末の微粒化に最適なガスノズル構造について議論している[34]. 本研究例が示すように、近年の数値解析手法の発展により、液相と気相の密度差が非常に大きい液体金属(密度差 3000 ~ 8000 程度)に対しても実用的な解析が可能となってきた. 同じく Zeoli らの文献[35][36]では、解析により粉末の微粒化まで議論されている. その際、界面追跡法ではなく Lagrange 法を用いて粉末の二次分裂を計算している. 一方で一次分裂は計算では考慮しておらず、実験結果をベースに初期の粒径値を決めている. 一次分裂は気相と液相の複雑な流れにより決まるものであり、最終的な粒径分布への影響も大きい. 液体金属に最適な分裂モデルの確立含め、今後さらなる検討が期待される.

石川らは産業用のインクジェットプリンタにおいて印字の品質に関わるインクの液柱が液滴へ分裂する解析を、VOF 法を用いて実施しており[37]、液柱の分裂長さがノズル出口におけるインクの数と相関があることを明らかにしている。また液滴への分裂は液柱の不安定性に起因するものであり、液滴の分裂計算には離散化スキームの高精度化が重要であると述べている。

上記の研究例も含め、界面追跡法を用いた研究開発では、製品のサイズに対して見たい現象のスケールが小さいために、解析コストとの兼ね合いにより解析範囲を限定する、形状を簡易化する、使用する物理モデルを限定するなどして解析しているものが多く見られる。しかしながら、近年の解析技術に対する産業界の強いニーズとして、より大きな系を評価する解析手法や、製品全体のシステムを最適化するための解析技術がある。例えば自動車のガソリン直噴エンジンを例に挙げると、インジェクタ内部のソレノイドコイルへの通電による弁挙動の制御から、弁挙動を含めたインジェクタ内の燃料流れ、エンジン筒内への燃料噴霧、バルブ・ピストンの挙動とガス流れおよび燃焼、さらに排気ガスの処理と、多くのコンポーネントが相互に影響している。コンポーネントごとの最適解の組み合わせは、必ずしもシステム全体の最適解にはならない。ここで例に挙げたガソリン直噴エンジンの場合、弁挙動と流体力の相互作用を考慮したインジェクタ内部の燃料流れ、およびエンジン筒内への噴霧と燃料の気化（または燃料の壁面付着）までが気液二相流が関係する範囲であり、噴霧生成からエンジン内部燃焼までの最適解を得るには、これらの相互作用を考慮する必要がある。しかしながら、筆者の知る限りでは、自動車用のエンジンにおいて上記を実施した研究は見当たらない。製品寸法や現象スケールが大きく異なる場合、流れ場全体を3次元流体解析のみで評価するには解析コストが非常に大きく、製品開発での活用が困難であることが理由として推察される。このような課題に対して、近年ではマルチフィデリティ全体統合解析という手法が野中らにより提案されている[38]。これはフィデリティ（物理現象を再現する忠実度・詳細度）の異なる解析手法、例えば1次元の解析モデルや、3次元の流体解析を組み合わせることで、システム全体の挙動とコンポーネントの挙動を関連付けて評価する手法である。異なるフィデリティの解析手法を組み合わせるという考え方は、システム全体のみでなく、単一のコンポーネント内においても、必要な範囲のみ高フィデリティ解析とすることで、解析コストを低減することが可能であると言える。

1.1.4 界面追跡法の課題

本研究の主な気液二相流の解析手法には、界面追跡法の VOF 法を用いている。VOF 法は広く使用されている代表的な気液二相流の解析手法であり、様々な汎用ソフトに組み込まれている手法であるが、複雑な界面挙動を伴う流れ場では、数値拡散による気液界面の消失が問題となる。この問題の対処方法としては以下に示すものが挙げられる。

- ① 気液界面でなるべく細かいメッシュを用いる。これにより薄い膜や液滴が発生した場合も十分に解像できるため、気液界面の消失を低減できる。デメリットとして、セル数が増加し、時間刻みも小さくする必要があるため、解析コストは増加する。気液界面の近傍のみメッシュを細かくすることができるメッシュ生成手法である Adaptive Mesh Refinement (AMR)[39] [40]も提案されている。図 1.3 はダムブレイクの二次元解析を異なるセル数のメッシュで実施した結果であり、液相の流体率（体積分率）の分布を示している。セルサイズは気液界面の位置によらず一様に変化させている。セル数は図 1.3 (b)が(a)の 9 倍程度だが、(a)では気液界面や波の先端において液相の体積分率が拡散しているのに対し、(b)ではより鮮明に界面を再現できている様子が確認できる。
- ② セル内の気液界面の勾配を考慮して流体率の移流方程式を解く (VOF 法では気液界面の勾配を考慮していないため、気液界面が拡散しやすい)。Piecewise Linear Interface Calculation (PLIC)[41]や MARS などがある。課題として、非構造格子への適用が難しいことが挙げられる。
- ③ 気液界面を区別するためのスカラー値の移流方程式を工夫する。例えば、高精度スキーム(High-Resolution Scheme)と気液界面の厚みを圧縮して界面の拡散を抑制するスキーム (Compressive Scheme)を組み合わせることで流体率を計算することで、気液界面の拡散を低減する High-Resolution Interface-Capturing scheme (HRIC)[42]や、気液界面からの距離関数(Level set 関数)の移流計算を行い、移流計算後に Level set 関数の再初期化を行うことで鮮明な界面を維持する Level set 法がある。(Level set 法は体積保存が崩れる問題が知られており、VOF 法と Level set 法を組み合わせることで体積保存しつつ高精度に気液界面形状の計算する CLSVOF 法が提案されている[43].)
- ④ 気液界面を数理的な処理により補正する。この方法では詳細解析で得られた情報をいかに失わずに活用するかが重要となる。解析結果に対する後処理として適用できるため、計算コードを修正する必要がなく、コードを修正することが難しい汎用の流体解析ソフトへの適用が容易であり、解析コストも小さい場合が多い。ただし、物理的ではない処理であるため、物理量の保存や、補正の妥当性について十分議論する必要がある。
- ⑤ Lagrange 法を用いる。Lagrange 法は適用の可否の判断や、解析の不安定性など、使いこなすに一定の経験が必要であるが、気液界面の数値拡散なしに解析可能である。

Lagrange 法の解析例として、図 1.4 は石井らにより開発された CIP 法と MPS 法のカップリング計算を用いてダムブレイクを計算した例である。気液界面のみに粒子を発生させることで、少ないメッシュと粒子数で波の飛沫まで計算可能であることが分かる。

- ⑥ 実験による測定データ，理論式，実験式，1DCAE (One-dimensional Computer-Aided Engineering)と連携する。CFD は詳細な計算が必要な範囲のみに限定し，過度な気液界面の消失を低減する。前述のマルチフィデリティ解析の考え方と同じである。

①はすでに述べたように，解析コストとのトレードオフとなる。②や③は解析手法として確立されており，汎用の流体解析ソフトに組み込まれていることも多く，そちらを利用することで適用可能である。一方で，筆者の経験では，これらの手法を適用した場合でも，複雑な気液界面を伴う流れ場ではメッシュの影響が大きく，結局は細かいメッシュを要するために解析コストは大きくなってしまう。そこで本研究では，気液界面の消失問題への対処による解析精度の向上と，製品開発に活用するための解析コストの低減を両立させるという課題に対し，④，⑤，⑥の考え方に着目した解析手法について検討した。従来の VOF 法に加えて，境界条件の設定方法の工夫や，マルチフィデリティ解析を利用した，新しい気液二相流の解析手法を提案する。

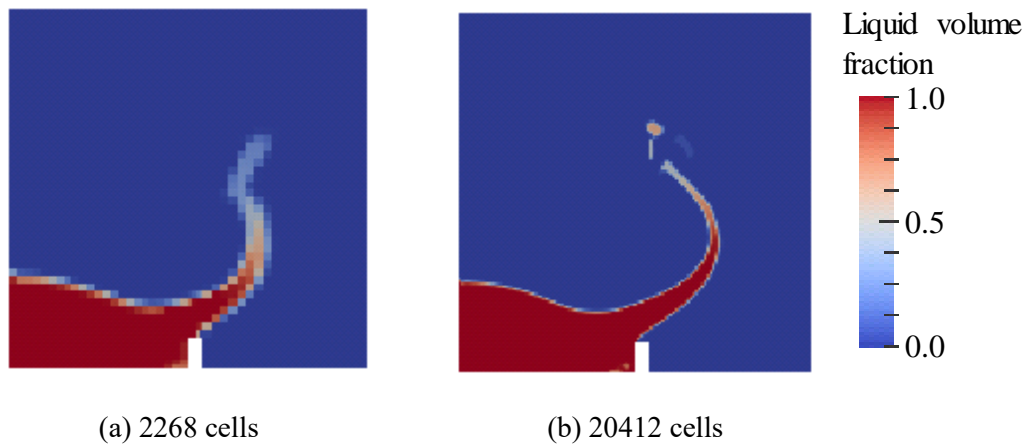


Fig. 1.3 Influences of the number of cells on gas-liquid interface (dam-break simulation using VOF method).

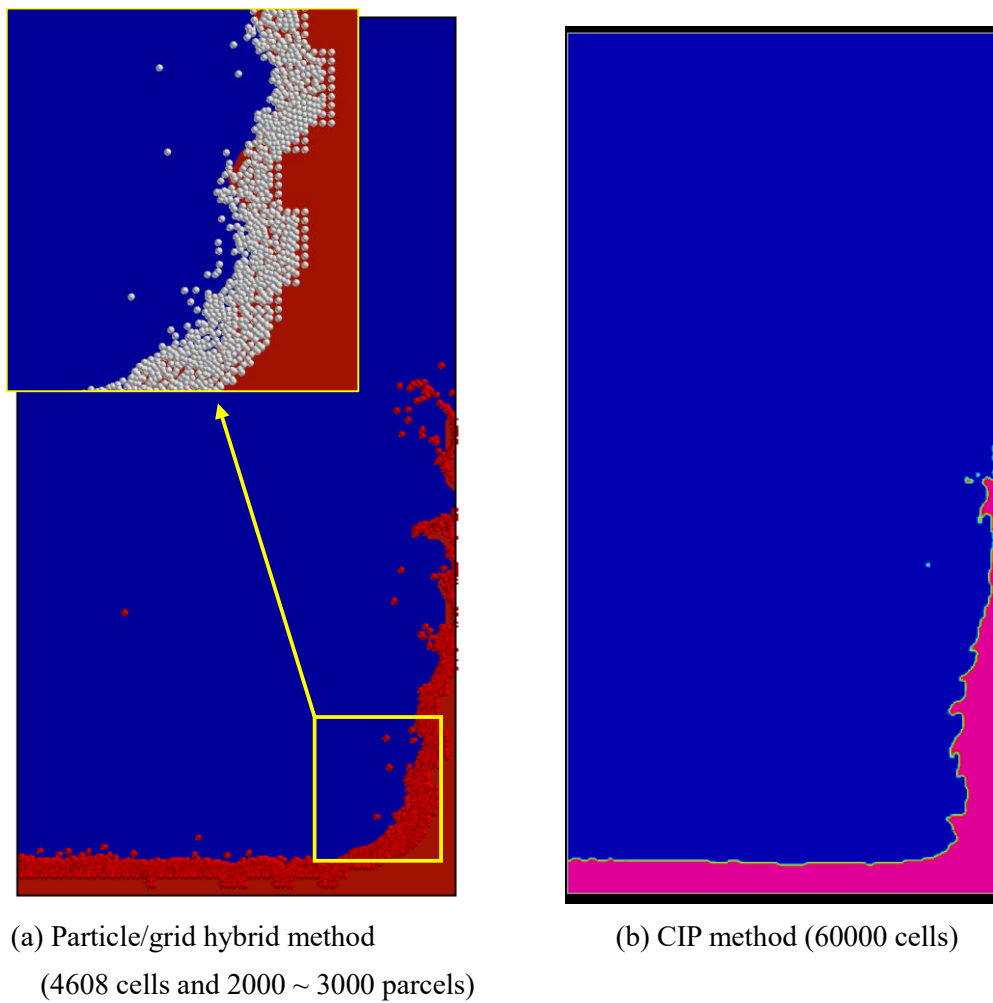


Fig. 1.4 Dam-break simulation using particle/grid hybrid method.

1.2 研究目的

本研究では、製品開発において気液二相流解析をより一層活用していくため、低い解析コストで、流れ場の現象を高精度に予測するための気液二相流解析手法を構築することを目的としている。製品開発においては、パラメータサーベイ等により解析ケース数が多いことから低い解析コスト、かつ安定で高精度に計算できる手法が求められる。そこで、本研究では工業製品の課題に応じて高精度化かつ低コスト化した気液二相流の解析手法を提案した。提案した解析手法の検証、および流れ場の検討と性能評価を実施し、提案した解析手法が実際の工業製品の研究開発において有用であるかを検討した。

1.3 本論文の構成

本論文では、複数の工業製品（熱交換機用の冷媒分配器、ポート噴射エンジン用の燃料インジェクタである多孔スワールインジェクタ、ガソリン直噴エンジン用インジェクタ）に対して、各製品特有の課題を考慮した新しい気液二相流解析手法および解析モデルを提案している。さらに、提案した解析手法や解析モデルを用いて各製品の評価を実施している。以下に本論文の構成を示す。

第2章では熱交換器用の冷媒分配器を対象に、冷媒分配器の分配特性を把握するための解析手法を提案している。提案した解析手法は解析対象を分割し、モデル間の境界条件の補間と、数理的に液膜補正を実施するものである。解析手法を検証するため、上流に曲がり管を持つT字型の冷媒分配器の内部流動の様子と分配特性について、解析結果を水-空気実験と比較した結果について述べる。また、上流の曲がり管設置角度が分配特性に及ぼす影響について述べる。

第3章では新しいタイプのポート噴射エンジン用インジェクタである、多孔スワールインジェクタを対象とし、多孔スワールインジェクタ特有の燃料噴霧の微粒化現象を、実験と解析を用いて解明している。そこで得られた知見をもとに、既存の粒径予測式を修正し、数値解析と修正した粒径予測式の組み合わせによる粒径算出手法を提案する。さらに、提案手法による算出粒径と実測結果の比較による提案手法の検証結果について述べる。

第4章ではガソリン直噴エンジン用インジェクタを対象に、VOF法とLagrange法を組み合わせることで、弁挙動を考慮したインジェクタの内部流動から噴霧流まで一貫して解析する手法について提案する。本手法を用いて、インジェクタ開発において課題となっている弁偏心が噴霧形状に影響を及ぼすメカニズムを解明している。

第5章ではそれぞれの章の結論を再度述べた後、本研究の結論を述べる。

参考文献

- [1] 日本機械学会, 改訂気液二相流技術ハンドブック, コロナ社 (2006).
- [2] 秋山守, 有富正憲, 新しい気液二相流数値解析 –多次元流動解析–, コロナ社 (2005).
- [3] Nichols, B. D., Hirt, C.W. and Hotchkiss, R.S., SOLA-VOF: a solution algorithm for transient fluid flow with multiple free boundaries, Technical Report LA-8355, Los Alamos National Laboratory (1980).
- [4] Hirt, C. W. and Nichols, B. D., Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries, Journal of Computational Physics, Vol.39, pp. 201-225 (1981).
- [5] Osher, S. and Sethian, J. A., Fronts propagating with curvature-dependent speed: Algorithms based on Hamilton-Jacobi formulations, Journal Computational Physics, Vol. 79, pp. 12-49 (1988).
- [6] Sussman, M., Smereka, P. and Osher, S., A level set approach for computing solution to incompressible two-phase flow, Journal of Computation Physics, Vol. 114, pp. 146-159 (1994)
- [7] 功刀資彰, 自由界面を含む多相流の直接数値解析法, 日本機械学会論文集 B 編, Vol. 63, No. 609, pp. 88-96 (1997).
- [8] Yabe, T. and Aoki, T., A dream to solve dynamics of all materials together, International Conference on High-performance Computing in Automotive Design, pp. 2105-2108 (1996).
- [9] 吉村一樹, 杉井泰介, 安川義人, 石井英二, 小倉清隆, ガソリンエンジン用インジェクタの弁挙動が燃料噴霧に与える影響, 第 24 回微粒化シンポジウム (2015).
- [10] Amsden, A. A., O'Rourke, P. J. and Butler, T. D., KIVA-II: A computer program for chemically reactive flows with sprays, Report LA-11560-MS (1989).
- [11] Beale, J. C. and Reitz, R. D., Modeling spray atomization with the Kelvin-Helmholtz / Rayleigh-Taylor hybrid model, Atomization Sprays, Vol. 9, No. 6, pp. 623–650 (1999).
- [12] O'Rourke, P. J. and Amsden, A. A., The tab method for numerical calculation of spray droplet breakup, SAE paper, No. 872089 (1987).
- [13] 湊明彦, 三澤雅樹, 拡張二流体モデルによる厚肉多孔板 CCFL の数値解析, 日本原子力学会和文論文誌, Vol. 5, No. 2, pp. 96-102 (2006).
- [14] 功刀資彰, 気泡発生及び合一挙動のシミュレーション, 第 10 回数値流体力学シンポジウム, pp. 388-389 (1996).
- [15] Ose, Y. and Kunugi, T., Numerical study on subcooled pool boiling, Progress in Nuclear Science and Technology, Vol. 2, pp. 125-129 (2011).
- [16] Lucy, L. B., A numerical approach to the testing of the fission hypothesis, The Astronomical Journal, Vol. 82, No. 12, pp. 1013-1024 (1977).
- [17] Gingold, R. A. and Monaghan, J. J., Smoothed particle hydrodynamics: theory and application to non-spherical stars, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Vol. 181, pp. 375-389 (1977).

- [18] Koshizuka, S. and Oka, Y., Moving-particle semi-implicit method for fragmentation of incompressible fluid, *Nuclear Science and Engineering*, Vol. 123, pp. 421-434 (1996).
- [19] 関根章裕, 越塚誠一, 柴田和也, 吉村一樹, 石井英二, 粒子法を用いた燃料ノズル内のキャビテーションを伴う流動解析, *日本計算工学会論文集*, No. 20170013 (2017).
- [20] 関根章裕, 越塚誠一, 吉村一樹, 石井英二, Moving Particle Semi-implicit 法によるノズル内キャビテーションと液体噴流のシミュレーション, *混相流*, Vol. 31, No. 4, pp. 427-436 (2017).
- [21] Ishii, E., Ishikawa, T. and Tanabe, Y., Hybrid particle/grid method for predicting motion of micro- and macrofree surfaces, *Journal of Fluids Engineering*, Vol. 128, pp. 921-930 (2006).
- [22] Ishii, E., Ishikawa, M., Sukegawa, Y., and Yamada, H., Secondary-drop-breakup simulation integrated with fuel-breakup simulation near injector outlet, *Journal of Fluids Engineering*, Vol. 133 (2011).
- [23] Ishii, E. and Yoshimura, K., Gas-liquid flow simulation in refrigerant distributor for air conditioner, *International Journal of Air-Conditioning and Refrigeration*, Vol. 21, No. 3, 1350017 (2013).
- [24] Frisch, U., d'Humieres, D., Hasslacher, B., Lallemand, P., Pomeau, Y. and Rivet, J. P., Lattice gas hydrodynamics in two and three dimensions, *Modern approaches to large nonlinear physical systems workshop* (1986)
- [25] 蔦原道久, 格子ボルツマン法の基礎と応用, *日本機械学会論文集 B 編*, Vol. 77, No. 784, pp. 149-160 (2011).
- [26] 稲室隆二, 格子ボルツマン法: 新しい流体シミュレーション法, *物性研究*, Vol. 77, No. 2, pp. 197-232 (2001).
- [27] Inamuro, T., Tomita, R. and Ogino, F., Lattice Boltzmann simulation of drop deformation and breakup in shear flows, *International Journal of Modern Physics B*, Vol. 17, pp. 21-26 (2003).
- [28] Anderson, D. M., McFadden, G. B. and Wheeler, A. A., Diffuse-interface methods in fluid mechanics, *Annual Review of Fluid Mechanics*, Vol. 30, pp. 139-165 (1998).
- [29] 高田尚樹, 富山明男, PHASE-FIELD MODEL に基づく二相流数値計算手法, *日本機械学会論文集 (B 編)*, Vol. 71, No. 701, pp. 117-124 (2005)
- [30] 松田和也, 遠藤和広, 界面捕捉法を用いた微細流路内スラグ流液膜厚さの数値解析, *日本冷凍空調学会論文集*, Vol. 34, No. 4, pp. 365-375 (2017).
- [31] Shi, J., Aguado, P. L., Guerrassi, N. and Dober, G., Understanding high-pressure injection primary breakup by using large eddy simulation and X-ray spray imaging, *MTZ worldwide*, Vol. 78, pp. 50-57 (2017).
- [32] Duke, D. J., Kastengren, A. L., Matusik, K. E., Swantek, A. B., Powell, C. F., Payri, R., Vaquerizo, D., Itani, L., Bruneaux, G., Grover Jr., R. O., Parrish, S., Markle, L., Schmidt, D., Manin, J., Skeen, S. A. and Pickett, L. M., Internal and near nozzle measurements of Engine Combustion Network "Spray G" gasoline direct injectors, *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol. 88 (2017) pp. 608-621.
- [33] Hellmann, R., Jochmann, P., Stapf, K. G., Schuenemann, E., Daróczy, L. and Thévenin, D., Towards design optimization of high-pressure gasoline injectors using genetic algorithm coupled with

- computational fluid dynamics (CFD), Proceedings of 28th Conference on Liquid Atomization and Spray Systems (ILASS-Europe 2017) (2017).
- [34] Zeoli, N., Tabbara, H. and Gu, S., CFD modeling of primary breakup during metal powder atomization, Chemical Engineering Science, Vol. 66, pp. 6498-6504 (2011).
 - [35] Zeoli, N. and Gu, S., Numerical modeling of droplet break-up for gas atomization, Computational Materials Science, Vol. 38, pp. 282-292 (2006).
 - [36] Zeoli, N. and Gu, S., Computational validation of an isentropic plug nozzle design for gas atomization, Computational Materials Science, Vol. 42, pp. 245-258 (2008).
 - [37] Ishikawa, M., Ishii, E. and Ikegawa, M., Simulation of gas-liquid free surface flows in a refrigerant distributor and a nozzle of continuous-inkjet, ASME 2013 International Mechanical Engineering Congress and Exposition, IMECE2013-63955 (2013).
 - [38] 野中紀彦, 杉村和之, 海保真行, マルチフィデリティ全体統合解析技術の開発, 第 28 回 計算力学講演会 (2015).
 - [39] Berger, M. J. and Oliger, J., Adaptive mesh refinement for hyperbolic partial differential equations, Journal of Computational Physics, Vol. 53, pp. 484-512 (1984).
 - [40] Berger, M. J. and Colella, P., Local adaptive mesh refinement for shock hydrodynamics, Journal of Computational Physics, Vol. 82, pp. 64-84 (1989).
 - [41] Youngs, D. L., Time-dependent multi-material flow with large fluid distortion, Numerical Methods for Fluid Dynamics, pp. 273-285 (1982).
 - [42] Muzaferija, S., Peric, M., Sames, P. and Schelin, T., A two-fluid Navier-Stokes solver to simulate water entry, Proceedings of 22nd Symposium on Naval Hydrodynamics (1998).
 - [43] Sussman, M. and Puckett, E. G., A coupled level set and volume-of-fluid method for computing 3D and axisymmetric incompressible two-phase flows, Journal of Computational Physics, Vol. 162, pp. 301-337 (2000).

第 2 章

熱交換器用冷媒分配器への二相流解析の適用

2.1 緒言

近年、空調機の熱交換器性能向上のために、室外機・室内機共に、冷媒伝熱管の細径化・多パス化が進んでいる。細径化は単位体積当たりの伝熱面積増加による熱交換器性能向上を、多パス化は冷媒伝熱管内の圧力損失低減を目的としている。細径化・多パス化の大きな課題として、冷媒分配がある[1]。冷媒分配のバラつきは熱交換器性能の低下要因となるため、分配器の開発には分配特性の把握が重要である。冷媒や水-空気をを用いた実験による分配特性の検討は多く行われているが[1][2][3]、三次元的な流動形態の詳細な把握は難しく、分配特性を明らかにするために Computational Fluid Dynamics (CFD)を用いた気液二相流動の解析が求められている。

図 2.1 に上流に曲がり管を持つ分配器の例を示す。図のような T 字型の分配器内の流れは複雑な二相流動であり、分配に影響を与える上流の管形状を含めた解析が必要である。これは近年の CFD の進歩と計算機性能の向上によって徐々に可能となってきた[4][5]。本研究は CFD を上流配管を含む分配器形状へ適用し、分配器の分配特性把握、さらに分配器設計に活用するための解析手法を開発することを目的としている。

本研究では Volume of Fluid (VOF)法[6][7]を用いて気液二相流の自由界面を計算しているが、第 1 章で述べたように、数値計算上の誤差（数値拡散）で液相の体積分率が減衰するという課題がある[8]。これによって見かけ上液相が消失し、気相のせん断応力の影響が大きくなるため、実際の流れ場現象と乖離が生じてしまう。結果として分配器を解析しても正しい分配特性が得られない。図 2.2 は筆者の曲がり管内の環状流の計算において液膜の一部が消失した例である。図中の α は曲がり管断面における液相の体積分率（0 が気相，1 が液相）， $\Delta\alpha_d$ は流入境界を基準とした各断面の液相の消失割合を表しており、管壁面に沿って流れている液膜が次第に消えていることが分かる。液膜の消失を防ぐためには、液膜の厚さに対して十分な解像度のメッシュが必要だが、産業上実用可能な時間・計算機環境では難しい。例えばセル数が約 94 万のメッシュを用いて解析した図 2.2 において、セル一辺のサイズを 1/3 にする

とセル数は 2538 万まで増加し、さらに時間刻み幅も小さくするため、計算コストが非常に大きくなってしまう。

以上のように、分配器とその上流・下流配管形状を含めた全領域を、数値拡散が十分小さくなるまでのメッシュ解像度で一括して計算することは産業利用上、困難である。よって計算環境（メモリ、CPU 性能、利用可能な並列数等）が整っていない条件下でも、十分な精度と短い計算時間で解析できる手法が必要とされる。そこで本研究では計算コスト低減のために解析モデルを分割する手法を考案した。

まず不十分なメッシュ解像度による液膜の消失を低減するため、分配器上流配管（曲がり管）解析結果の液膜分布を補正し、分配器の流入境界として与えた。さらにモデルを分割しているので、例えば分配器上流配管の解析結果を別の解析に流用することで分配器下流のみの解析で済むため、パラメータサーベイ時の計算時間を削減できる。また、形状検討時は全体のメッシュを作成し直す必要がなく、形状変更箇所のモデル交換によってメッシュ生成の手間も必要最小限となる。

本研究では上流配管として曲がり管を備えた T 字型の分配器を解析モデルとし、曲がり管と分配器にモデルを分割した。数値計算ではモデル分割と液膜修正の有無、曲がり管と分配器の設置角度変更による分配比率への影響を検討した。また水-空気実験の結果と比較することで、解析手法の妥当性を検証した。

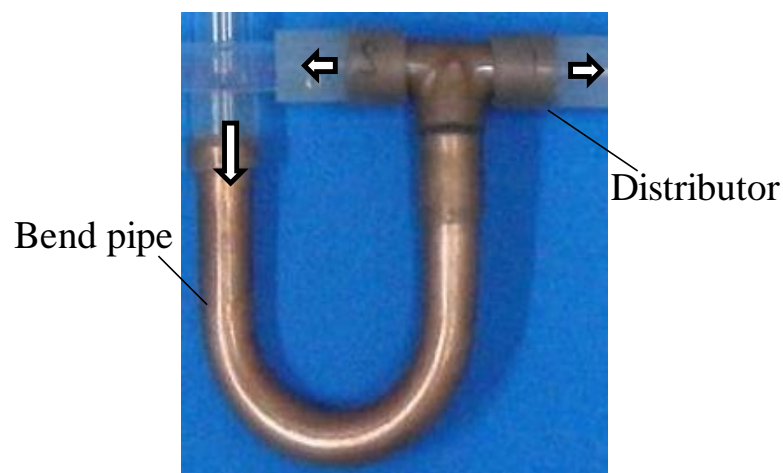


Fig. 2.1 Bend pipe and distributor.

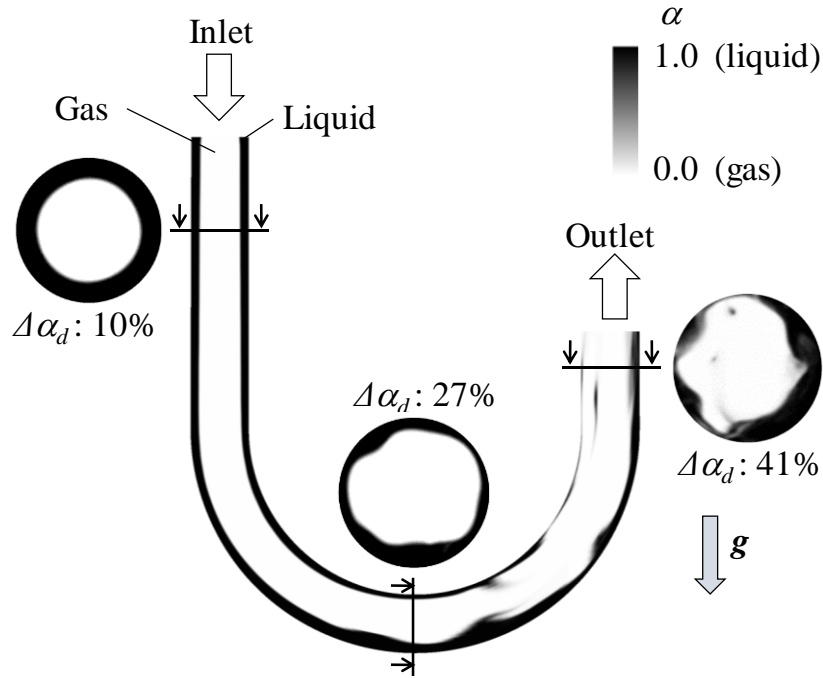


Fig. 2.2 Volume fraction disappearance due to the numerical error. (fluid: air/water, 940,000 cells)

2.2 解析手法

2.2.1 解析手法

本研究では汎用流体解析ソフトである STAR-CD (v4.06)[9]を用い、VOF 法による三次元の非定常気液二相流解析を行った。離散化スキームとして、質量保存式は二次精度中心差分法、運動量方程式の対流項は一次精度風上差分法、粘性項は二次精度中心差分法、体積分率の輸送方程式は High-Resolution Interface-Capturing scheme (HRIC)[10]を用いた。時間項はオイラー陰解法を用いた。表面張力モデルは Continuum Surface Force (CSF)モデル[11]を用いた。

計算環境は日立製 SR16000 (CPU:POWER7+ 3.3GHz) の 8 並列計算（曲がり管のみ，曲がり管と分配器一体モデル）と 4 並列計算（分配器のみ）である。

2.2.2 VOF 法による自由界面計算

本研究では気液二相流を計算するため，代表的な気液界面挙動解析手法の一つである VOF 法を用いている。気液二相流動場を支配する質量保存式と運動量保存式は次式で表される。

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (2-1)$$

$$\rho \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \rho \nabla \cdot (\mathbf{u} \otimes \mathbf{u}) = -\nabla P + \mu \nabla^2 \mathbf{u} + \rho \mathbf{g} + \mathbf{F} \quad (2-2)$$

ここで ρ は気液混合の密度、 P は気液混合の圧力、 \mathbf{g} は重力加速度、 μ は気液混合の粘性係数である。 \mathbf{u} はデカルト座標系における各方向の気液混合の速度、 \mathbf{F} は表面張力等の任意の体積力である。 ρ は次式より定義する。

$$\rho = (1 - \alpha)\rho_g + \alpha\rho_l \quad (2-3)$$

添え字 g, l はそれぞれ気相と液相を示している。 μ は次式より定義する。

$$\mu = (1 - \alpha)\mu_g + \alpha\mu_l \quad (2-4)$$

式(2-2)の体積力 \mathbf{F} において CSF モデルを用いた表面張力を考慮し、次式で与える。

$$\mathbf{F} = \sigma_l \kappa \nabla \alpha \quad (2-5)$$

$$\kappa = \nabla \cdot \left(\frac{\nabla \alpha}{|\nabla \alpha|} \right) \quad (2-6)$$

σ_l は表面張力係数、 κ は曲率である。 α は液体の体積分率を表しており、次式で定義される。

$$\alpha = \frac{V_l}{V} \quad (2-7)$$

V_l は検査体積 V のうち、液体が占める体積である。VOF 法では次式で表す α の輸送方程式を解くことで、各計算セルにおける気相と液相の体積割合を計算する。

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \alpha = 0 \quad (2-8)$$

式(2-8)において α は局所的・瞬間的な液体の体積比を意味し、液体の領域に含まれる計算セルでは1、気体の領域に含まれる計算セルでは0となる。界面を含む計算セルでは、含まれる気

液体積の比率に従って 0 と 1 の間の値となる．一般的には 0.5 が気液界面として扱われ，本研究でも体積比率 0.5 を気液界面とした．

2.3 液相分布補正手法

2.3.1 補正方法の検討

液膜の消失を補正する手法として，例えば Level-Set 法[12]のように時間ステップごとに随時液膜を補正する手法がある．しかし，解析コード内に組み込む必要がある補正手法は，汎用ソフトへの適用が容易ではないことが課題として挙げられる．

そこで本研究では，汎用ソフトでも容易に液膜補正を可能にするために，解析モデルを分割し，分割したモデルの流入境界で液膜を補正する方法を採用した．本手法では解析モデルを分割して解析するため，分割した各領域の流れ場に最適なメッシュが作成可能である．さらに，分配器や管形状のパラメータサーベイを実施する際には，検討する解析領域より上流の解析領域の再計算は不要であるという利点がある．これらにより，解析コストを低減可能である．

液膜補正を行う際には，液膜分布，流量，速度分布，密度分布，温度分布，相変化の影響，流入境界の非定常性を，どこまで考慮するか検討する必要がある．本研究では補正手法開発の第 1 ステップとして，分配比率への影響が大きいと予想される液膜分布と流量の補正に着目し，その補正方法の検討を行った．

2.3.2 解析結果の受け渡し

分割した各解析モデル（曲がり管と分配器）の流入・流出境界間では，それぞれのメッシュのセル中心座標が一致するとは限らないので，座標系で異なる定義点上の物理量を，受け渡す側（曲がり管の出口境界：以下“曲がり管側”とする）から受け渡される側（分配器の入口境界：以下“分配器側”とする）へ内挿する必要がある．そのため本研究では式(2-9)に示す重み関数を用いた．

まず分配器側のセル中心点から最も近い曲がり管側のセル中心点を求める．これらの点間距離（モデル間の最短セル間距離）の 1.2 倍を r_c とする．本研究では，分配器側のセル中心から，複数の曲がり管側のセル中心の距離が， r_c 以下となるように倍数を決定した．図 2.3 に示すように，分配器側のセル中心点から距離 r_c 内に存在する曲がり管側のセル中心の物理量を用いて，分配器側のセル中心点に内挿を行う．この時，次式に示す重み関数 $w(r_{ij})$ を用いる．

$$w(r_{i,j}) = \begin{cases} \frac{r_e}{r_{i,j}} - 1 & (r_{i,j} \leq r_e) \\ 0 & (r_{i,j} > r_e) \end{cases} \quad (2-9)$$

$r_{i,j}$ は内挿される分配器側のセル中心点と曲がり管側のセル中心点間の距離である．ここで添え字 i は曲がり管側のセル番号， j は分配器側のセル番号を意味する．本研究では $r_{i,j} = 0$ を回避するため，図 2.3 の左図のように，曲がり管の出口境界と分配器の入口境界が座標系で同一平面上にならないようにした． $w(r_{i,j})$ を用いて分配器側のセル中心での各物理量 S_j （速度，液体の体積分率）を次式で与える． s_i は曲がり管側のセル中心での各物理量である．

$$S_j = \frac{\sum_i s_i w(r_{i,j})}{\sum_i w(r_{i,j})} \quad (2-10)$$

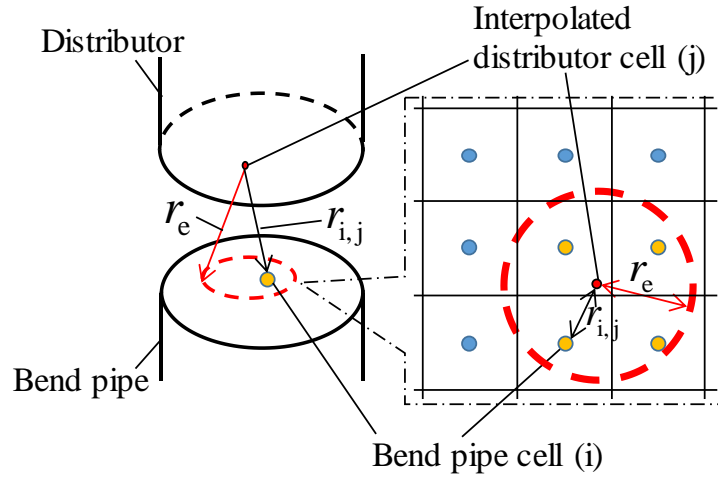


Fig. 2.3 Interpolation of the physical quantity.

2.3.3 曲がり管と冷媒分配器の設置角度変更

本研究では，図 2.4 に示す曲がり管の設置角度 β を変えることで分配器の分配比率変化に対する計算精度を確認している（2.5.2 項で示す）．全領域を一つのモデルで解析する場合，設置角度 β の変更によって毎回のメッシュ生成と計算が必要となる．本研究で提案している液膜分布補正方法では，分配器が上流の曲がり管へ与える影響は小さいと仮定し，解析モデルを曲がり管と分配器の二つに分割する．これにより三角関数を用いて曲がり管出口境界の座標値を回転させた後，分配器の流入境界として与えることができる．よってメッシュ生成と曲がり管の解析をし直すことなく，分配器と曲がり管の成す角度を任意に変化させることが可能である．本手法によって，全体解析を数ケース行う場合に比べて，曲がり管の計算 1 ケー

スに加えて分配器の解析数（形状変更や設置角度変更）で計算が済むため，計算時間が大きく削減できる．さらに一括で計算するよりも，分割したモデルの各計算でのメッシュ数は少ないため，必要計算機スペックが抑えられる．

本研究では曲がり管中心軸に垂直な X - Z 平面に曲がり管側と分配器側の境界平面があるため，式(2-11)によって座標値の回転を行い設置角度の変更を行った．

$$\begin{pmatrix} X' \\ Z' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & -\sin\theta \\ \sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X \\ Z \end{pmatrix} \quad (2-11)$$

X' , Z' は X , Z の回転後の座標値， θ は回転角度である．

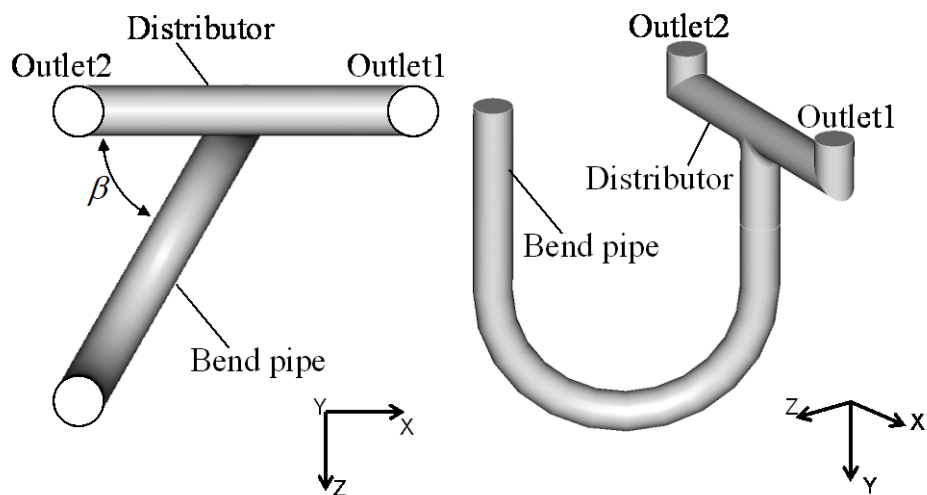


Fig. 2.4 Variable angle of bend pipe and distributor.

2.3.4 液膜補正

本研究で用いた液膜分布の補正方法について説明する．図 2.2 に示したように，曲がり管の解析では数値拡散により液相の一部が消失している．水-空気による可視化実験によりおおよその液膜厚さは測定できるが，任意の配管断面での液膜の偏り方向や偏り量を測定することは困難であり，解析への反映は難しい．そこで本研究では曲がり管側の解析結果をもとに，分配器側で液膜の偏りと液膜分布の補正処理を行った．その際，分配器側の液膜分布は曲がり管の流入境界と同じ流量と液相面積を持つ環状流であると仮定した．

曲がり管から分配器への解析結果の受け渡しは 2.3.2 項で述べた手法を用いた．その後，分配器側の入り口境界中心を原点とし，式(2-12)を用いて液膜の偏り方向を表すベクトル \vec{b} を求める．

$$\vec{b} = \sum_j \frac{\vec{r}_j}{|\vec{r}_j|} \cdot \alpha_j \cdot A_j \quad (2-12)$$

\vec{r}_j は各セル中心の位置ベクトル, α_j は液相の体積分率, A_j は流入境界のセル面積である. 添え字 j はセル番号を表している. 図 2.5 (a) の点線のように偏り方向の垂直方向に流入境界を 2 分割した後, 液膜の占める面積を求める. まず 2 分割した流入境界のどちら側に各セルが属しているかを次式により判別する.

$$d_j = \vec{r}_j \cdot \vec{b} \quad (2-13)$$

$d_j \geq 0$ は液相の占める面積が大きい側, $d_j < 0$ は液相の占める面積が小さい側である. これより, 図 2.5 (a)に示す各面積 A_a (右側斜線部), A_b (左側斜線部) は次式より求められる.

$$A_a = \sum_{d_j \geq 0} \alpha_j \cdot A_j \quad (2-14)$$

$$A_b = \sum_{d_j < 0} \alpha_j \cdot A_j \quad (2-15)$$

図 2.5 (b) のように, 中心の異なる二つの円に挟まれた部分の面積 A_c (斜線部)は幾何学的に式 (16), (17)で表される.

$$A_c = \frac{\pi r_1^2}{2} - \gamma r_g^2 + \varepsilon \sqrt{r_g^2 - \varepsilon^2} \quad (2-16)$$

$$\gamma = \arccos\left(\frac{\varepsilon}{r_g}\right) \quad (2-17)$$

ここで r_g は気相の占める円の半径であり, 本研究では曲がり管の流入条件での値と同じとした. r_1 は管径 (液相の外径) である. γ は図 2.5 (b)に示すように与える. ε は気相の占める円と円管 (流入境界) の中心間の距離である. 以上より式(2-14) - (2-17)を用いて, 次式が成り立つ.

$$\frac{A_1}{A_1 + A_2} = \frac{B_1}{\pi(r_2^2 - r_1^2)} \quad (2-18)$$

これを整理すると,

$$r_g^2 \left\{ \arccos \left(\frac{\varepsilon}{r_g} \right) \right\} - \varepsilon \sqrt{r_g^2 - \varepsilon^2} = \text{const} \quad (2-19)$$

となる． ε に初期値を与え，式(2-19)が近似的に成り立つまで反復計算を行うことで ε は求められる．以上より， \vec{b} と ε から気相が占める円の中心座標が定まり，流入境界の液膜の偏心を与えることができる．

図 2.6 の左側に液膜の補正前，右側に補正後の体積分率 α の分布を示す．補正前の液膜分布は液膜の薄い部分が数値拡散によって消失している．これに対して液膜を補正することで，右図のように液膜の偏りを持つ環状流となる．境界条件として，質量流量と気相が成す円の半径，気液の流入速度は任意に与えることができる．本研究では，流入速度の分布は気液界面で不連続で与えた．

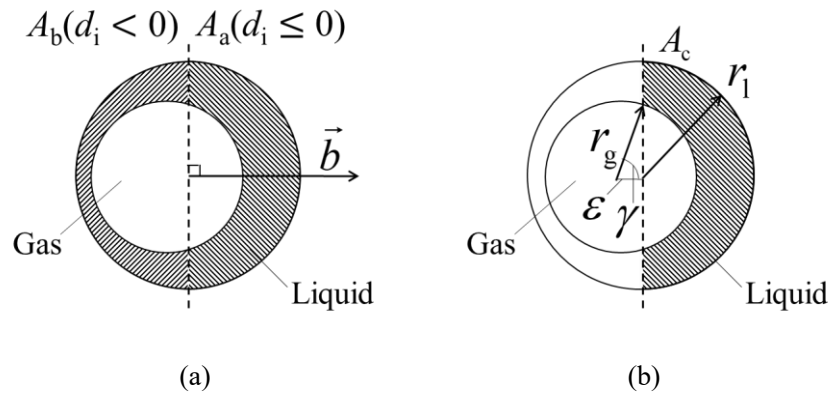


Fig. 2.5 Variable angle of bend pipe and distributor.

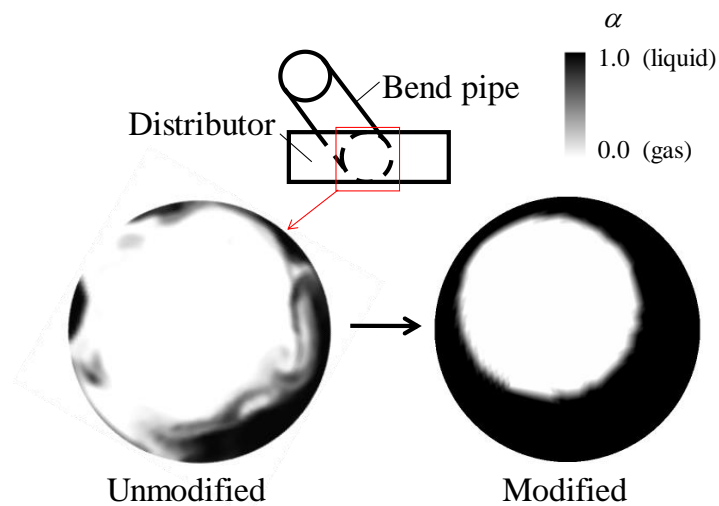


Fig. 2.6 Volume fraction profile in inlet boundary of distributor.

2.4 解析条件

表 2.1, 表 2.2 に解析条件を示す. 本研究では実験との比較検証のために水と空気からなる二相流を扱った. 表 2.2 に示す流量, 乾き度は次章で示す水-空気実験と同条件である.

まず分配器上流の曲がり管の数値解析を行った. その際, 表 2.2 の条件において, 世古口[13]による鉛直上昇の流動様式線図から流れ場は環状流となることを確認した. 環状流の液膜厚さは水-空気実験の可視化結果の画像データを用いて測定した値とした.

曲がり管の解析結果に対して, 流出境界の各セルでの液相の体積分率の時間平均値を α_j とし, 2.3.4 項に示した式(2-12), (2-14), (2-15)を用いて液膜分布の補正を行い, 分配器の流入条件として与えた. ここで, 液膜補正後の分配器の流入流量と流入速度は表 2 の値を用いた. 曲がり管, 分配器共に出口境界条件は静圧一定とし, 管壁面は滑りなし条件とした.

Table 2.1 Physical properties of fluids

	ρ [kg/m ³]	μ [Pa·s]	σ [N/m]	θ_{cont} [deg.]
Air	1.21	1.83×10^{-5}	—	—
Water	998.2	1.00×10^{-3}	7.27×10^{-2}	40

Table 2.2 Boundary conditions

	Q [m ³ /s]	u_{inlet} [m/s]	x (quality)
Air	5.01×10^{-4}	38.1	0.035
Water	1.67×10^{-5}	1.1	—

図 2.7 (a)に曲がり管, (b)に分配器の解析モデル (計算メッシュ) を示す. 曲がり管は半径 20 mm の曲がりを持つ. 曲がり管と分配器の管内径は 6 mm である. 分配器の分岐後配管長さは 18 mm とし, さらに下流には流れの合流部となるバッファ領域を持たせている. 本研究では気液二相流の解析で経験的に解析精度の良い六面体メッシュを用いた. 曲がり管のメッシュ数は約 940,000, 分配器のメッシュ数は約 310,000 とした. 分配器は曲がり管に比べてメッシュを粗くしているが, これは図 2.8 に示す(a) 曲がり管と(b) 分配器の境界間におけるセル中

心点の座標値のずれによって、分配器での分配比率予測に問題が生じないかを確認するためである。メッシュが粗くなるために液膜消失が予想されるが、分配器の流入境界から分岐部までの距離が短いことから、液膜消失による分配比率への影響は小さいと考えられる。また、六面体メッシュを採用したために、図 2.8 (a)では壁面近傍よりも管中心の方がメッシュは細かくなっている。

本研究ではモデル分割と液膜補正の有無による 2 ケースの解析を行った。Case1 はモデル分割をせずに曲がり管と分配器を不連続メッシュで接合し一括で解析した場合、Case2 はモデル分割と液膜補正を用いて解析した場合である。

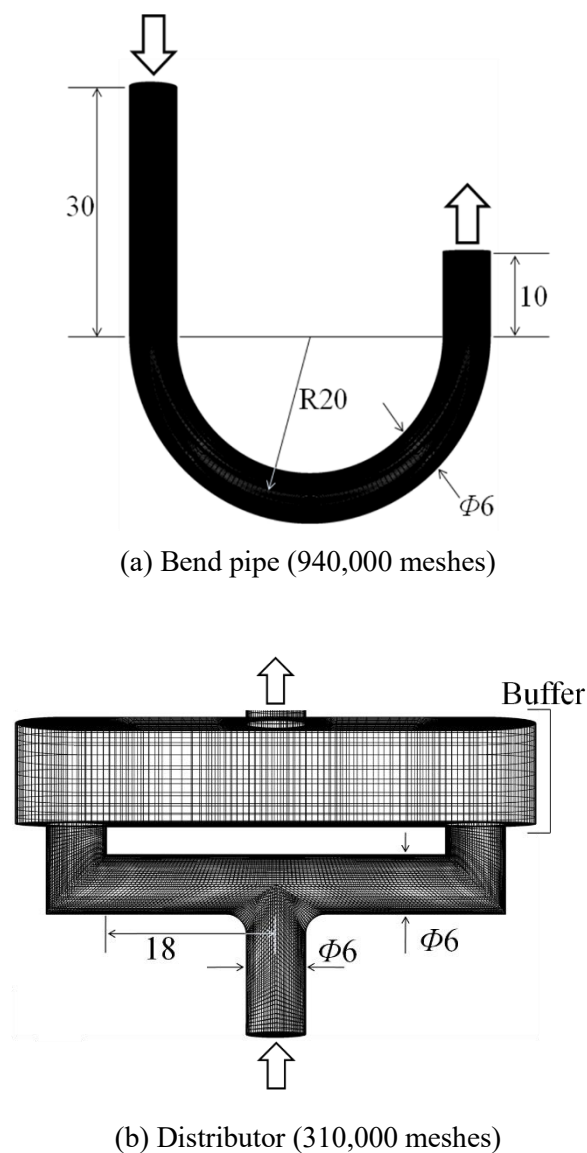


Fig. 2.7 Analysis models.

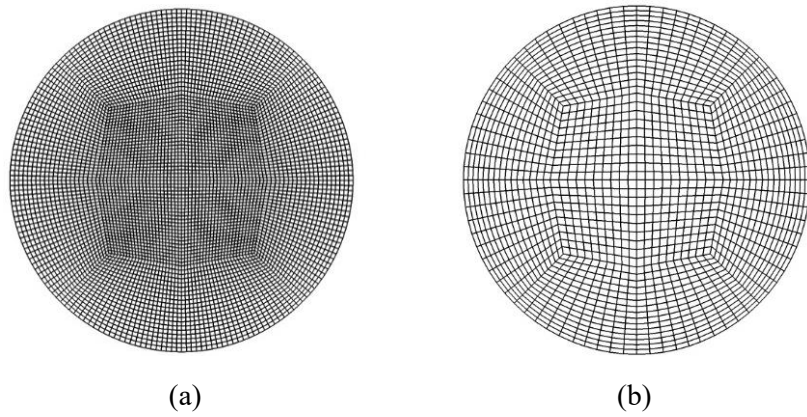


Fig. 2.8 Surface meshes of joint boundary in analysis models. (a) Outlet boundary of a bend pipe; 6,144 meshes. (b) Inlet boundary of a distributor; 1,600 meshes.

以上の条件下において、本研究では曲がり管の設置角度 β が 30 deg.での流れ場の妥当性と、 β の変更 (30 deg., 60 deg., 90 deg.) に対する分配比率の変化を実験結果と比較し、解析手法の妥当性を検証した。

2.5 解析結果と考察

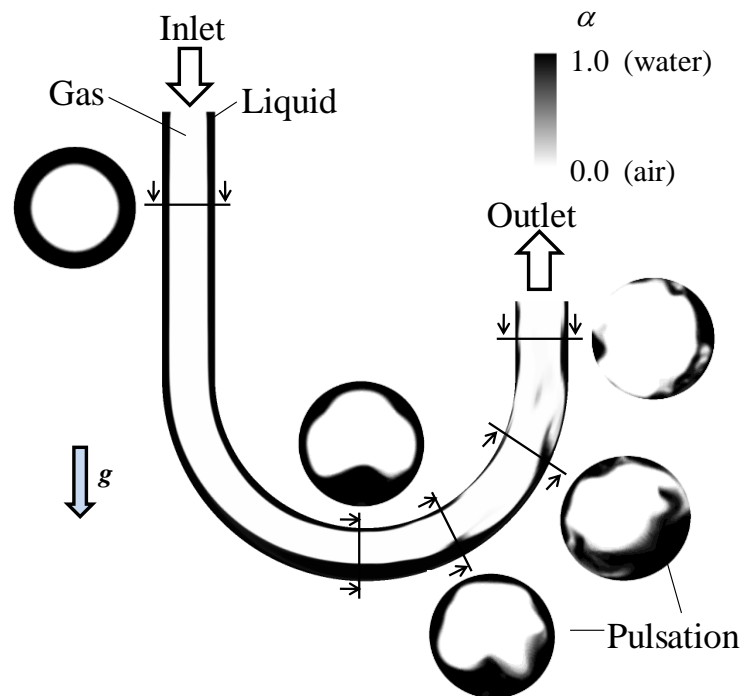
2.5.1 解析結果の妥当性検証

モデル分割と液膜補正の有無によって曲がり管の解析結果に差が生じるかを検討するため、モデルを分割していない場合(図 2.9, Case 1)と、モデルを分割した場合(図 2.10, Case 2)を比較した。また、図 2.11 はアクリル管で作成した曲がり管と分配器内の水-空気流れの撮影装置、および水の分配量を測定するための装置である。本装置を用いて、表 2.2 で示した条件で流れ場を可視化した結果を図 2.12 に示す。実験による流れ場の様子と数値計算による解析結果を比較し、解析結果の妥当性を確認する。結果として、Case 1 と Case 2 では大きな差異は見られなかった。また、図 2.12 に示す水-空気実験の流れ場と解析結果を比較し、数値計算による流れ場解析結果の妥当性を確認した。以下に詳細を示す。

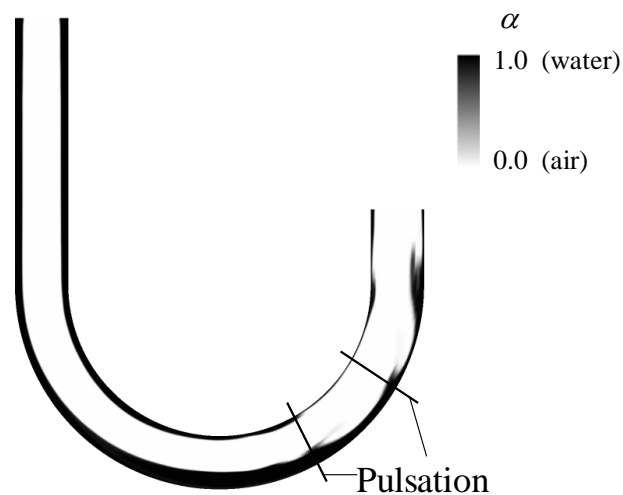
まず図 2.9 と図 2.10 の液膜分布を比較する。各図の(b)は(a)の Δt [s] (一定値)後の流れ場を示している。図 2.9 および図 2.10 の(a)と(b)を比較すると、液膜が出口近傍で部分的に厚くなっており、流れ方向に液相の脈動が生じていることが分かる。次に各(a)の管断面を比較すると、非定常流の瞬時値を見ているために偏り量にバラつきがあるが、管の曲がりや脈動によって液膜の偏る方向は一致していることから、定性的な差異は小さいと言える。

水-空気実験の可視化結果である図 2.12 を見ると、流動様式が環状流であり、重力と遠心力によって液相が曲がりの外側に偏っている様子がわかる。解析結果である図 2.9, 図 2.10 で

も，曲がり管全体が環状流であること，曲がり部の液膜の偏りが再現されていることから，流れ場の解析結果として定性的に妥当であると判断できる．

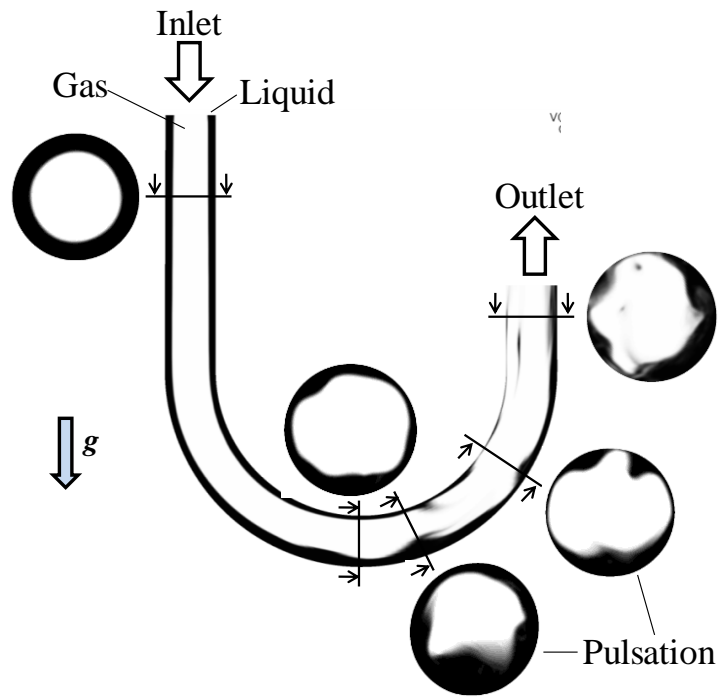


(a) Cross section of bend pipe with periodic liquid flow

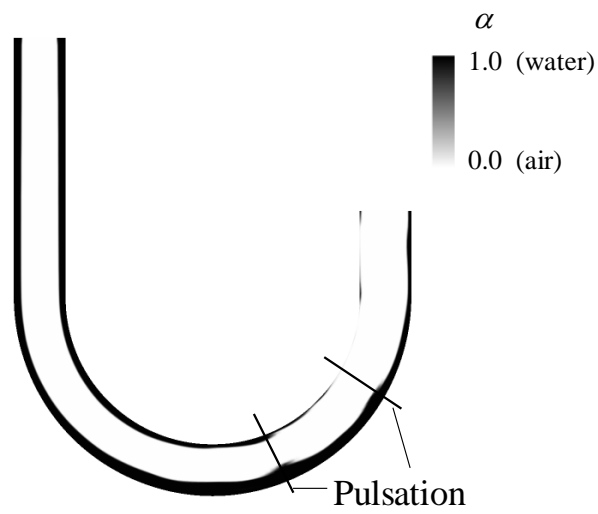


(b) Profile after Δt

Fig. 2.9 Volume fraction profile of liquid in a bend pipe calculated with distributor (Case 1).



(a) Cross section of bend pipe with periodic liquid flow



(b) Profile after Δt

Fig. 2.10 Volume fraction profile of liquid in a bend pipe (Case 2).

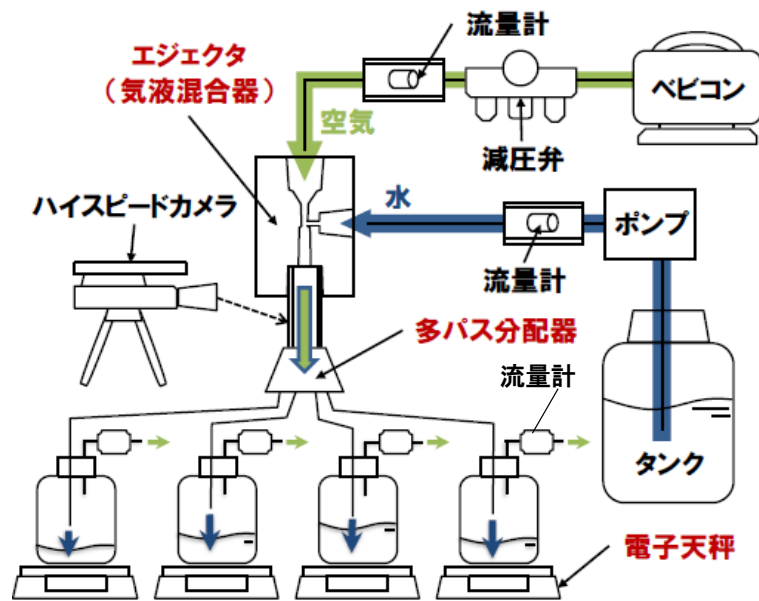
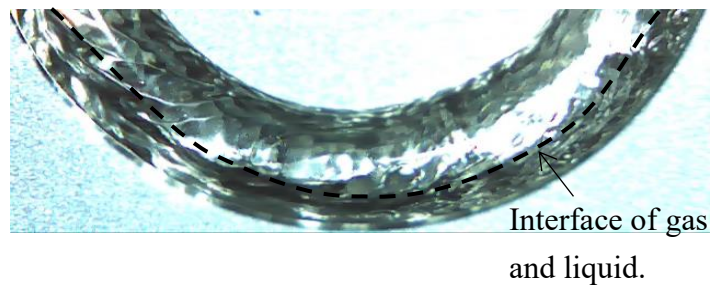


Fig. 2.11 Experimental apparatus.



(a) Bend pipe



(b) Close up of curved element

Fig. 2.12 Visualization experiment of air-water flow in a bend pipe.

次に曲がり管の解析結果に対して液膜補正を行い、それを流入境界条件とした分配器の解析結果について検討した。曲がり管設置角度 β を 30 deg .とし、液相体積分率 $\alpha=0.5$ の等値面を気液界面とする。液膜分布の補正を行った解析結果(Case 2)による気液界面を図 2.13、液膜分布の補正をせずに曲がり管出口の液膜分布の時間平均値をそのまま分配器入り口の流入条件とした場合(Case 1)の気液界面の分布を図 2.14 に示す。

図 2.13 では曲がり管出口の液膜は曲がり方向に偏っているが、これは遠心力と重力の影響である。分配器では流入境界で液膜の偏っている方向 (Outlet 1 側) にそのまま液が多く流れている。分岐時には分配器の下側に液相が偏っており、図 2.15 の実験による分配器内流れの可視化結果と一致した。しかし、分配器上側は気相のみが占める流れとなり、実験結果と異なる流れ場となった。

図 2.14 では分配器内で液相が管全体を覆う薄い膜となっており、図 2.15 の実験結果と異なる。これは数値拡散により液膜が薄くなっており、液相とのせん断力によって管上部まで流れやすくなっているためと考えられる。

以上のように、液膜補正を適用することで、実験結果と同様に分配器の管下側に液膜を形成する現象を再現することができたが、分配器上部と下部で気液が分離し、上部に乾き面を持つ流れ場となった。この原因としてまず分配器上部で液膜が消失したことが考えられる。しかし、同じメッシュを使用している図 2.14 では非常に薄い液膜が形成されているが、乾き面ができるほど液膜は消失していない。このことから、速度の大きい気相が、速度の小さい液相の液膜形成を妨げていることが原因であると考えられる。本研究の補正手法では分配器の流入境界において、曲がり管の流入境界と同じ液相と気相の面積比、および一樣な速度としたが、液膜補正手法の高精度化のためには、分配器の流入境界において実現象に応じた気相と液相の面積比で液膜分布を定義する必要があると考えられる。

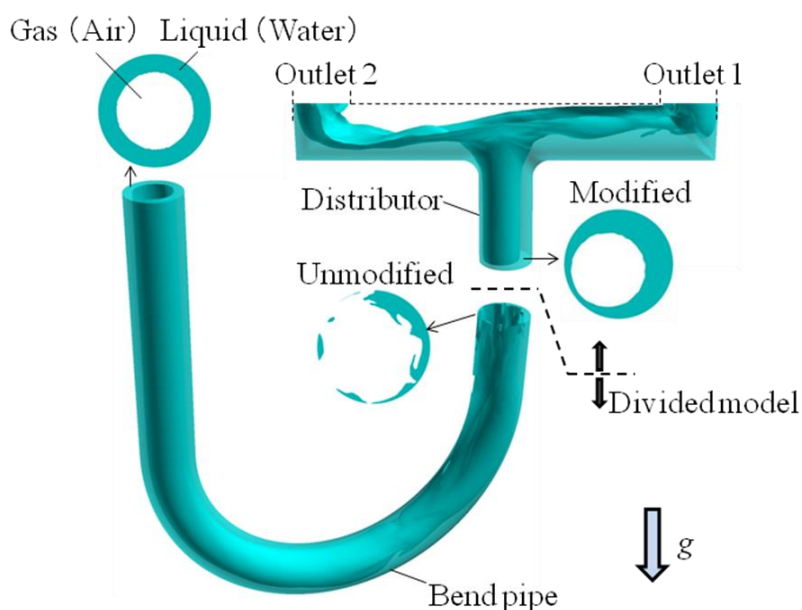


Fig. 2.13 Gas-liquid surface in bend pipe and distributor ($\beta = 30$, Case 2).

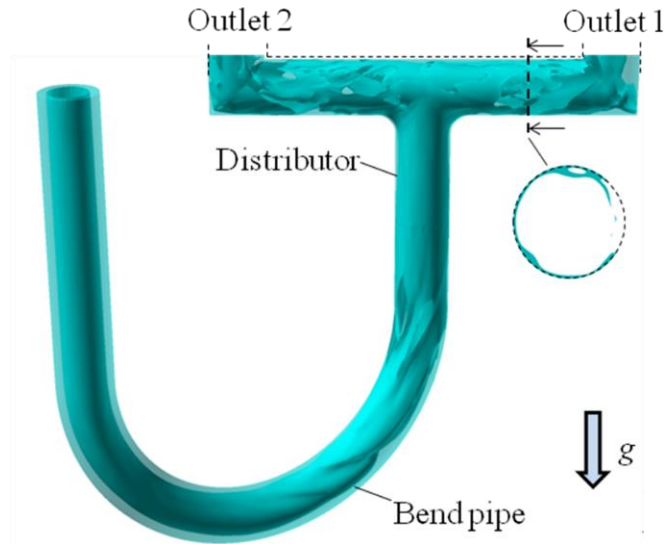


Fig. 2.14 Gas-liquid surface in bend pipe and distributor ($\beta = 30$, Case 1).

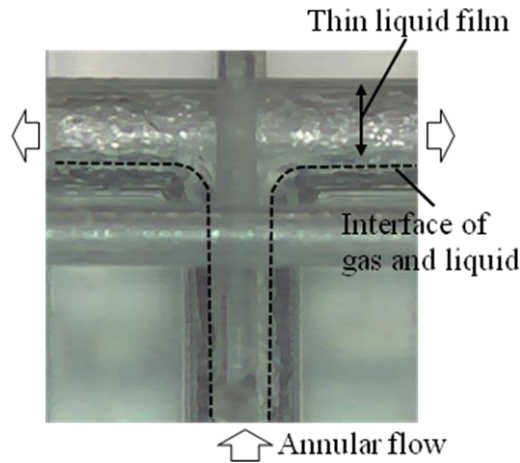


Fig. 2.15 Air-water flow visualization experiment in a distributor.

2.5.2 分配比率と乾き度の予測

最後に、分配器の分配比率と乾き度について検討する．分配比率の精度良い予測は、熱交換器の多パス化において重要な課題である．

分配器の Outlet 1 での空気と水の分配比率 n_{l1} [%], n_{g1} [%]を、Outlet 1 と Outlet 2 の空気流量 Q_{g1} , Q_{g2} [m^3/s] と水流量 Q_{l1} , Q_{l2} [m^3/s] を用いて次式で定義する．

$$n_{g1} = \frac{Q_{g1}}{Q_{g1} + Q_{g2}} \times 10^2 \quad (2-20)$$

$$n_{g1} = \frac{Q_{l1}}{Q_{l1} + Q_{l2}} \times 10^2 \quad (2-21)$$

また，Outlet1 での乾き度 x_1 を次式で定義する．

$$x_1 = \frac{W_{g1}}{W_{g1} + W_{l1}} \quad (2-22)$$

W_{g1} [kg/s] は気相， W_{l1} [kg/s] は液相の，Outlet1 での質量流量である．

まず Case1, Case2 の解析結果と，実験結果 (Exp.) による気相の分配比率 n_{g1} を図 2.16，液相の分配比率 n_{l1} を図 2.17 に示す．横軸を曲がり管と分配器がなす角度 β としている．

図 2.16, 図 2.17 を見ると，どちらも Case2 では β に対して単調減少しているのに対し，Case1 では $\beta = 30 \text{ deg.}$ から 60 deg. で傾向が逆転している．この原因は分配器内での液膜消失であると考えられる．図 2.14 で示したように，Case1 では数値拡散によって液膜が消失して非常に液膜が薄くなっている．液膜の消失も非定常であるため，曲がり管によって生じた液膜の偏りが平均化されてしまい，分配比率の差異が捉えられなくなってしまうと考えられる．

図 2.14 (Case 1) の管断面に示したような薄い液膜では，液膜のメッシュ解像度が不十分なため，さらに液膜が消失しやすくなり，実現象と乖離が生じてしまう．一方で液膜補正を行った Case2 では，液膜の消失分を補正しつつ液膜の偏りを再現しているため，Case1 に比べて液膜の偏りが分配比率に与える影響を正しく予測できたと言える．以上から，液膜を補正する効果が確認できた．液膜を補正した場合の実験結果に対する分配予測精度は，気相で 20% 以内，液相で 4% 以内であった．さらに，図 2.17 より， β に応じて 10% 程度液相の分配比が変わる可能性があることが分かる．本研究で扱った水-空気の二相流では，水の質量流量が 96% を占めており，また冷媒を扱う場合でも液相の分配予測が実用上は重要となる．本検討から，配管形状を検討する際に分配器に対する曲がり管の設置角度は十分注意する必要があると言える．

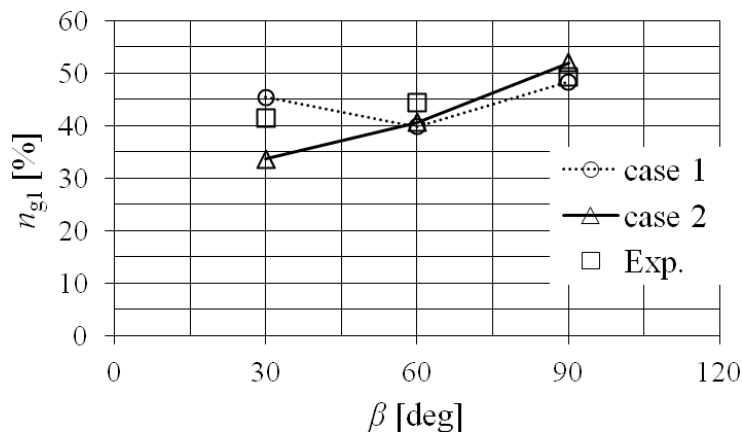


Fig. 2.16 Comparison with experiment on gas distribution ratio of Outlet 1.

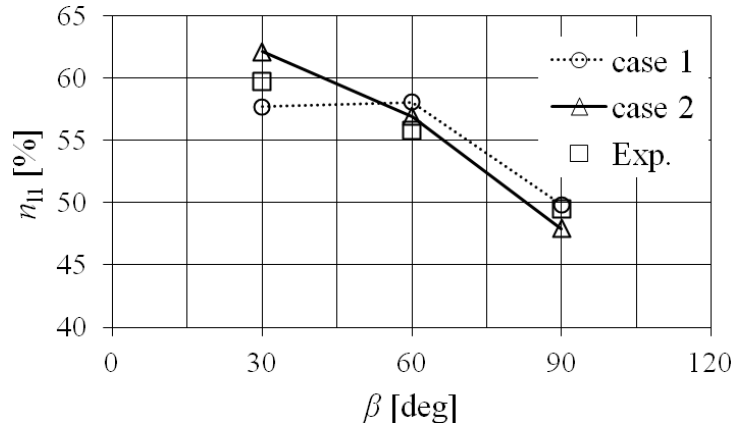


Fig. 2.17 Comparison with experiment on liquid distribution ratio of Outlet 1.

乾き度 x_1 の解析結果と実験結果を図 2.18 に示す. 乾き度 x_1 は式(2-22)で定義しており, Case1 が単調減少となっていない理由は, 図 2.16, 図 2.17 と同じである. 予測精度としては, $\beta=30 \text{ deg.}$ で最大誤差 24%程度となった. 乾き度の予測精度が分配比率よりも悪化した理由としては以下の原因が考えられる.

(a) 流れが非定常現象のため, 分配器分岐後の液膜の流れの変動が大きく, 安定していない. さらに分配比率を求める際にバッファ領域より上流の断面でポスト処理しているため, 瞬時の流量が保存していない.

(b) 乾き度は気液の質量流量比で評価するため, 気相か液相どちらかの分配比率予測精度が低ければ, 乾き度の予測精度も低くなる.

以上の原因より, 乾き度の予測精度を向上させるには, 流量を求める際のポスト処理の工夫や, 気相分配比率の予測精度向上が必要である.

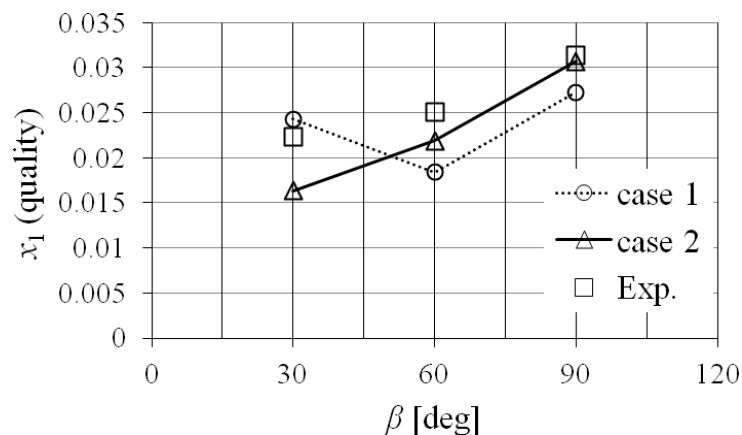


Fig. 2.18 Comparison with experiment on quality of Outlet 1.

2.6 結言

熱交換器性能のさらなる向上のために、冷媒分配器の分配特性や配管内の流動形態の把握が求められている。そこで本研究では、気液二相流解析を用いた冷媒分配器の分配特性の評価手法を提案した。本手法は VOF 法の課題である気液界面での液膜の消失に対し、解析モデルを分割し、分割した流入境界において液膜分布と流量を補正することで、実用的な計算コストで高精度に分配特性の評価を可能にするものである。

解析対象は上流配管（曲がり管）を含む T 字型の分配器とし、水-空気による非定常気液二相流数値解析を行った。また、解析結果は水-空気実験の結果と比較して妥当性を検証した。以下に結論を示す。

(1) 水-空気実験により、曲がり管内の環状流の様子を確認した。曲がり管の曲がり方向に対して液膜の偏りが生じている様子が確認できた。これは曲がり管による遠心力と、重力の影響であると考えられる。また、実験と同様に、解析でも遠心力と重力の影響で液膜厚さが偏る様子が確認できた。

(2) 曲がり管内で消失した液相を、分配器の流入境界において、液相の偏りを考慮した補正を行うことで液膜の消失を低減した。これにより流れの分配後、分配器下側（重力方向）の液膜が厚くなる現象が再現できた。しかし、分配器上部に気相のみの乾いた領域ができ、実験の流れ場と差異が生じた。この問題に対しては、分配器流入境界における膜厚および速度が適切ではないことに起因すると考えられ、液膜補正時により適切な液相と気相の面積比とすることで改善できると考えられる。

(3) 数値解析と水-空気実験の分配比率・乾き度の比較から、液膜分布の補正を行うことで定性的に実験と一致することが確認された。熱交換器の多パス化の際に重要な課題である液相の分配予測精度は最大誤差 4%程度であり、定量的な妥当性も確認された。

以上から、本研究の手法により分配器上流の配管の影響を含めた分配特性の評価が可能となった。これにより、最適な曲がり管設置角度の検討が可能である。今後は細径化・多パス化に対応するため、複数の分岐を持つヘッダ管への適用を検討していく予定である。

参考文献

- [1] 藤田勇, 大宮司啓文, 酒井均, 飛原英治, T 字管における気液二相流の分配に関する研究, 日本冷凍空調学会論文集, Vol. 17, No. 1 (2000), pp. 37-45.
- [2] 板倉大輔, 渡辺学, 青木泰高, 鈴木哲司, 勝田正文, R410A を用いた垂直 T 分岐管での二相流分配に関する研究, 2005 年度日本冷凍空調学会 年次大会 (2005).
- [3] 蜂須賀亮, 水野安浩, 磯辺僚太, 廣田真史, T 字形分岐管における気液二相流の分配特性, 2007 年度冷凍空調学会 年次大会 (2007).
- [4] 湊明彦, 気液二相解析技術の現状と動向, 日本冷凍空調学会誌冷凍, vol. 84, No. 981, pp. 10-14 (2009).
- [5] 杉野史瑛, 椿耕太郎, 宮良明男, 分流器内の気液二相流の偏流に対する形状の影響, 第 48 回日本伝熱シンポジウム (2011).
- [6] Nichols, B. D., Hirt, C.W. and Hotchkiss, R.S., SOLA-VOF: a solution algorithm for transient fluid flow with multiple free boundaries, Technical Report LA-8355, Los Alamos National Laboratory (1980).
- [7] Hirt, C. W. and Nichols, B. D., Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries, Journal of Computational Physics, Vol.39, Issue 1, pp. 201-225 (1981).
- [8] 藤岡奨, 牛島省, VOF 関数の移流計算における数値拡散抑制手法の検討, 日本計算工学会論文集, No. 20100020 (2010).
- [9] <http://www.cdaj.co.jp/product/000000cdadapco/s01000starcd/index.html>
- [10] Muzaferija, S. and Peric, M., Computation of free surface flows using interface-tracking and interface-capturing methods, O. Mahrenholtz and M. Markiewicz, Nonlinear Water Wave Interaction, WIT Press, pp. 59-100 (1999).
- [11] Brackbill, J. U., Kothe, D. B. and Zemach, C., A continuum method for modeling surface tension, Journal of Computational Physics, Vol. 100, Issue 2, pp.335-354 (1992)
- [12] Osher, S. and Sethian, J. A., Fronts propagating with curvature-dependent speed: Algorithms based on Hamilton-Jacobi formulations, Journal Computational Physics, Vol. 79, Issue 1, pp. 12-49 (1988).
- [13] 日本機械学会, 改訂気液二相流技術ハンドブック, コロナ社 (2006)

第3章

ポート噴射エンジン用多孔スワールインジェクタへの二相流解析の適用

3.1 緒言

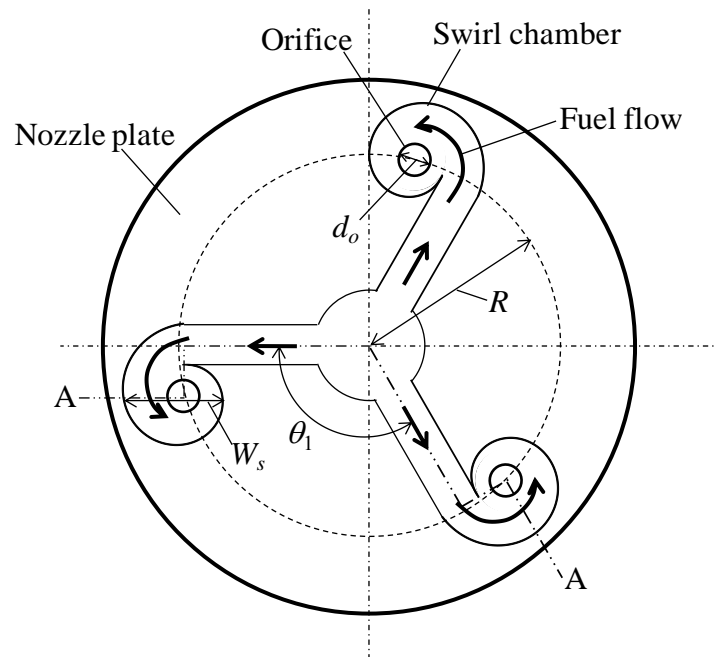
近年，自動車用ガソリンエンジンの排気性能向上，燃費の改善が市場課題となっており，その解決策の一つとして燃料を噴霧としてエンジン内へ供給する装置であるインジェクタの性能向上が求められている．吸気ポートにインジェクタを備えた Port Fuel Injection(PFI, ポート噴射)エンジンでは，燃料の吸気ポート壁面への付着が HC(hydrocarbon)発生の要因となっており[1]，燃料が壁面へ付着しないように噴霧形状を制御する必要がある．また，燃焼効率を向上させて燃料消費量を低減するために，噴霧を微粒化して燃料と空気を混合しやすくする必要がある．

例えば，インジェクタの先端に複数の噴孔を持つ多孔ノズルインジェクタは，単孔のインジェクタと比較して，各噴孔からの噴霧を組み合わせることにより噴霧形状の制御性に優れ，燃料の壁面付着を低減でき，近年の自動車用燃料インジェクタの主流となっている[2]．また，燃料の流路に旋回室を持つことを特徴とするスワールインジェクタは，旋回室内で生じる旋回流の遠心力を利用して噴孔内で薄い燃料の液膜を形成して微細な液滴へ分裂しやすくし，噴射後は遠心力により中空円錐状の噴霧を拡散させることで，微粒化を促進させることが可能である．スワールインジェクタは特に微粒化性能に優れることから，これまで多く研究されているが[3][4]，微粒化を促進するために噴孔内の遠心力を強くすると噴霧が広がりやすく，微粒化と噴霧形状（噴霧角）制御の両立が難しいという課題がある．そこで筆者らは多孔ノズルインジェクタの噴霧制御性とスワールインジェクタの微粒化性能を両立すべく，スワールインジェクタの噴孔数を増やした多孔スワールインジェクタを研究している．多孔スワールインジェクタの先行研究としては，例えば，多孔プレートと遮蔽板を用いることで流れに旋回を付与し，各噴孔で中空円錐状の噴霧を形成することで，微粒化を促進する方法が研究されている[5][6]．

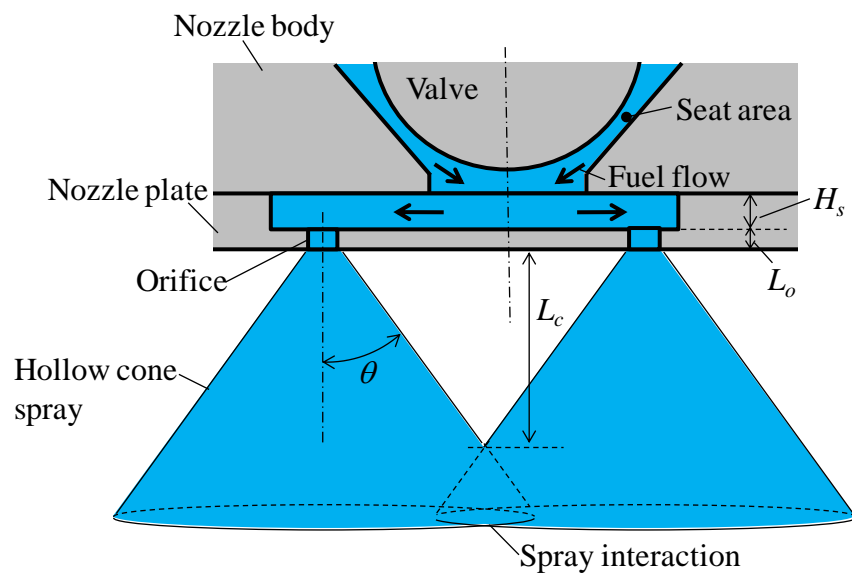
本研究で用いた多孔スワールインジェクタは，図 3.1 (a)に示すように，インジェクタ先端に設置されたノズルプレートに，燃料が旋回するための旋回室と，燃料を噴射するための噴

孔を複数持つことが特徴である．これまでの研究[7][8]で，多孔スワールインジェクタは従来の多孔ノズルインジェクタと比較して，微粒化性能を向上し，ペネトレーションを短くすることが可能であり，PFI エンジンの試験により排気性能と燃費が向上することを確認している．

多孔スワールインジェクタでは，図 3.1 (b)に示すように各噴孔からの噴霧同士が干渉し，微粒化性能に影響することが予想されるが，噴霧干渉が粒径に与える影響については十分検討されていない．そこで本研究では，実験および数値解析から，多孔スワールインジェクタ特有の噴霧微粒化現象について明らかにすること，さらに数値解析を用いた高精度かつ簡易な粒径算出手法を提案することを目的とし，以下について検討した．(1)噴霧の可視化実験と，平均粒径である Sauter mean diameter (SMD)の測定により，噴霧干渉時の噴霧の状態（液膜の状態，または液滴の状態）が粒径に与える影響について検討した．(2)実験による測定が困難なインジェクタ先端のノズル内部流れ場に関して，気液二相流の数値解析を実施した．噴霧形状や粒径は噴孔から噴射される際の流れ場によって決まるため，特に噴孔出口面の流れ場に注目し，多孔化が微粒化へ与える影響について検討した．(3)上記の実験と数値解析から得られた知見を用いて，ノズル内部流れの数値解析により噴霧の平均粒径を簡易に算出する手法を構築し，妥当性を検証した．スワールインジェクタの粒径を予測する方法としては，実験式による算出[9]が最も容易だが，ノズル形状によっては粒径予測誤差が大きいという問題がある．近年では Large Eddy Simulation や粒子法といった数値解析手法を用いてノズル内部から噴霧まで解析し，粒径を算出することが可能である[10][11]．しかし，1 ケースの解析時間が長いことから，ノズル設計時にはより短時間で粒径を予測する手法が求められている．本研究の粒径算出手法では，ノズル下流の噴霧を含めた数値解析を実施することなく，ノズル内部のみの数値解析により，短時間で精度よく平均粒径を算出することかでき，工業的に非常に有用である．



(a) Nozzle plate with three swirl chambers and orifices



(b) Section A-A of injector tip

Fig. 3.1 Schematics of multi-swirl injector. The fuel is sprayed from the orifice, and hollow cone sprays interact with each other under the orifices.

3.2 噴霧干渉が粒径に与える影響の検討

3.2.1 実験装置

本研究では単孔もしくは3孔のノズルプレートを備えたインジェクタを用いて、噴霧の撮影と SMD の測定を行い、多孔スワールインジェクタの噴霧同士の干渉が粒径に与える影響について検討した。使用したインジェクタのノズル仕様を表 3.1 に示す。表中の記号は図 3.1 に示しており、全て噴孔径で無次元化している。Orifice angle は噴孔の中心軸と弁体の中心軸がなす角度である。単孔と3孔の旋回室と噴孔の寸法は同一とした。以下、単孔のノズルプレートを「単孔ノズル」、3孔のノズルプレートを「3孔ノズル」と記載する。噴霧測定は大気圧下で行い、噴射差圧を 100 kPa から 900 kPa まで変化させた。

図 3.2 は噴霧撮影のための装置である。本実験では大気開放下での実験のため、代替燃料としてガソリンと物性は近いが引火しにくい Low Aromatic White Spirit (LAWS)を用いている。長距離顕微鏡を備えた CCD カメラで噴霧の拡大画像、CCD カメラのみを用いて噴霧の断面画像を撮影しており、撮影した画像は PC に送られる。燃料の噴射、撮影、光源として用いる YAG レーザー照射のトリガーは PC で制御している。

図 3.3 は SMD 測定のための装置である。燃料にはガソリンを用いている。SMD は次式のように、液滴の総体積を総表面積で割ったもので定義される。

$$\text{SMD} = \frac{\sum_i n_i d_i^3}{\sum_i n_i d_i^2} \quad (3-1)$$

d は液滴径、 n はその液滴径で測定された液滴の個数である。SMD の測定にはレーザー回折による測定装置(MALVERN, SPRAYTEC RTS5000)を用いている。SMD の測定位置はインジェクタの先端から 20 mm 下流、レーザーの照射位置は噴霧の中心としている。

Table 3.1 Nozzle specifications. Length values are non-dimensionalized by orifice diameter.

Orifice diameter (d_o)	1	Height of swirl chamber (H_s)	0.37
Orifice length (L_o)	0.3	Width of swirl chamber at center of the orifice (W_s)	1.8
Pitch circle diameter of orifices ($2R$)	7.4	Orifice angle [degree]	0

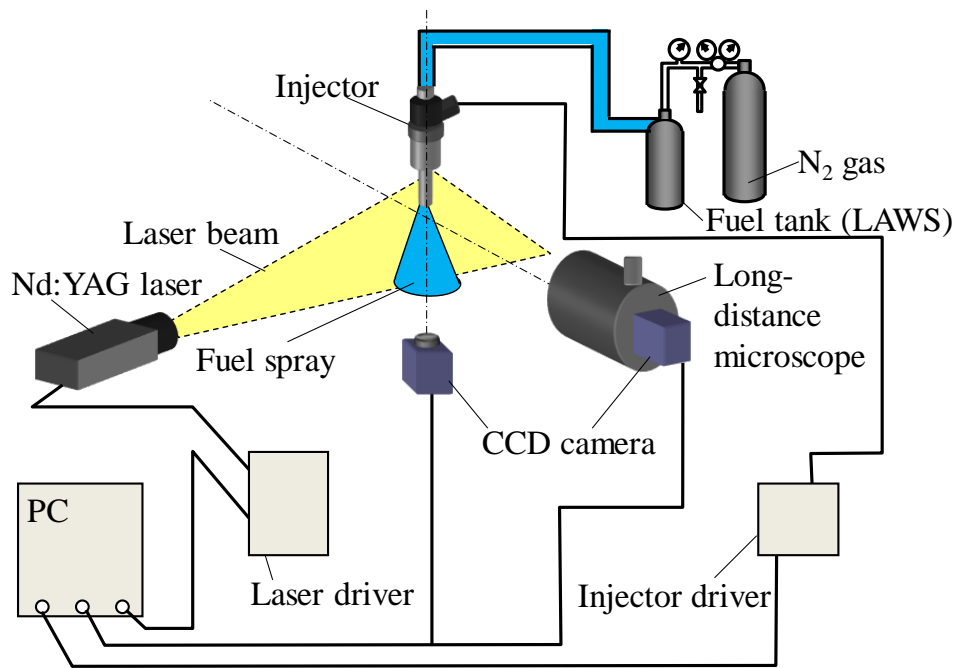


Fig. 3.2 Apparatus for taking spray images with CCD camera and long-distance microscope.

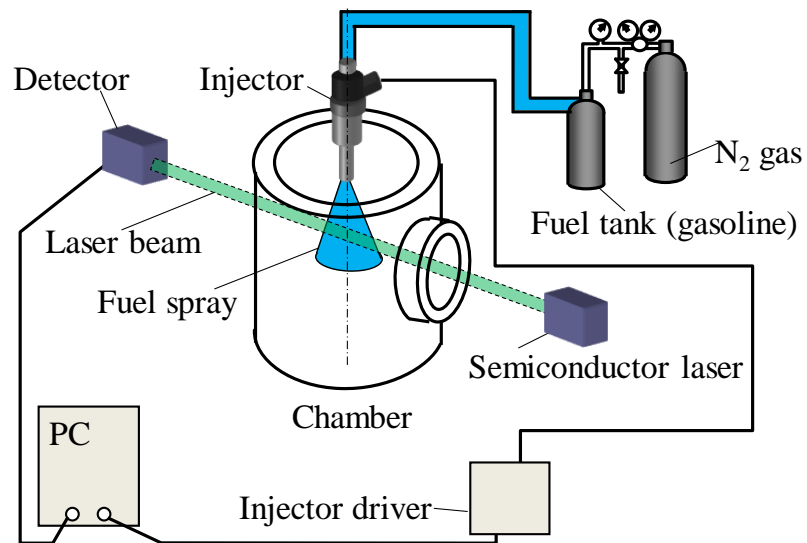
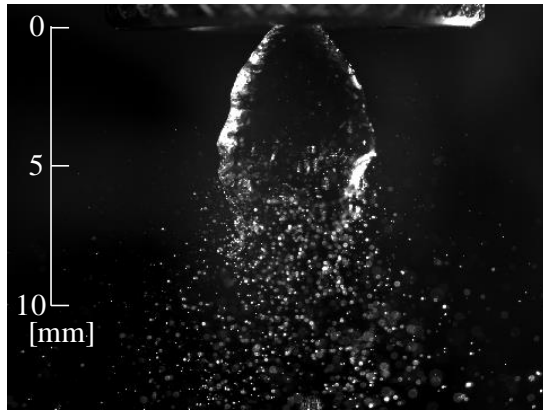


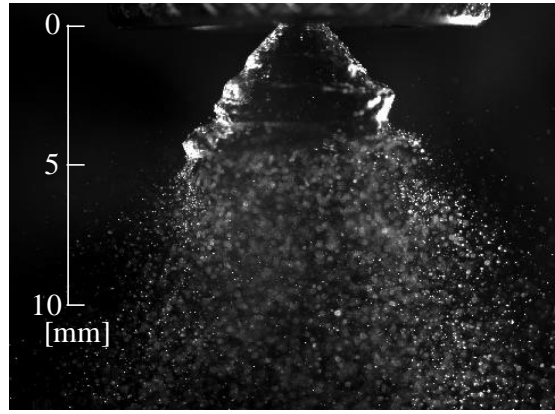
Fig. 3.3 Apparatus for measuring SMD.

3.2.2 実験結果

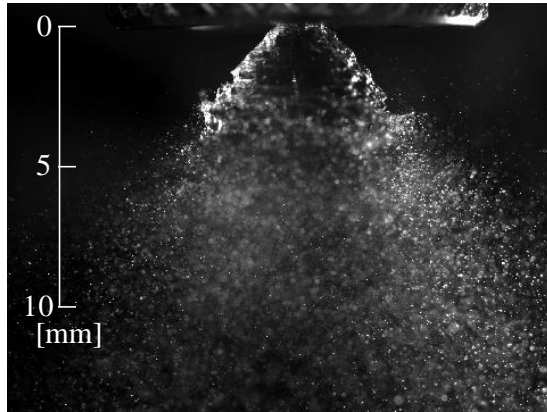
図 3.4 は単孔ノズル，図 3.5 は 3 孔ノズルの，噴孔出口近傍を拡大して撮影した噴霧画像である。画像は噴射開始の信号を入力してから 4.75 ms 後，弁体は完全に開いた状態で撮影している。噴射差圧 ΔP_{inj} を変化させて撮影しているため，流量は噴射差圧の条件によって異なることに注意が必要である。図 3.4 より，いずれの噴射差圧の条件においても噴孔直下では円錐状に噴霧を形成していることが分かる。100 kPa では液膜に穴があいた後に分裂しており，200 kPa 以上では液膜が波うちながら分裂している。噴射差圧が高いほど液膜の波うつ周期は短く，液滴へ分裂するまでの液膜長さも短くなっている。これは燃料の速度が大きくなるにつれ，気液界面の不安定性が増大し，分裂が促進されたためである。図 3.5 に示した 3 孔ノズルでは，いずれの噴射差圧においても各孔からの噴霧は互いに干渉しており，100, 200, 300 kPa では噴霧の中心部で液膜部分が干渉している様子が確認できる。500 kPa 以上では干渉部分におけるカメラ側の液滴が白く写っているため，干渉している部分の様子は明確ではない。これは噴霧干渉時にはすでに液膜の一部が液滴へと分裂しているためと予想される。



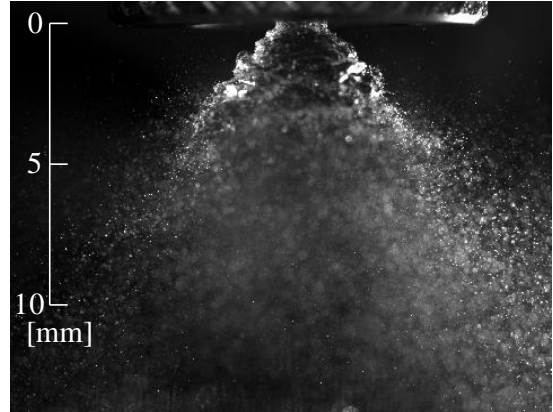
(a) $\Delta P_{inj} = 100$ kPa



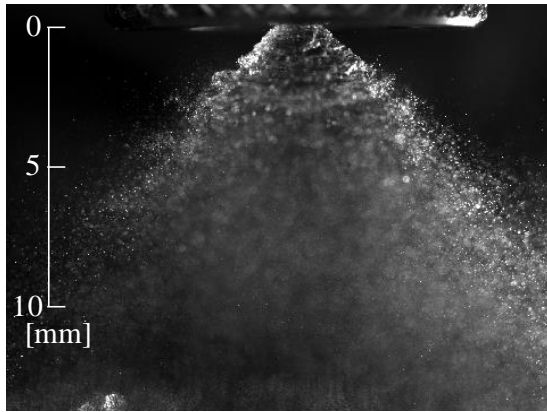
(b) $\Delta P_{inj} = 200$ kPa



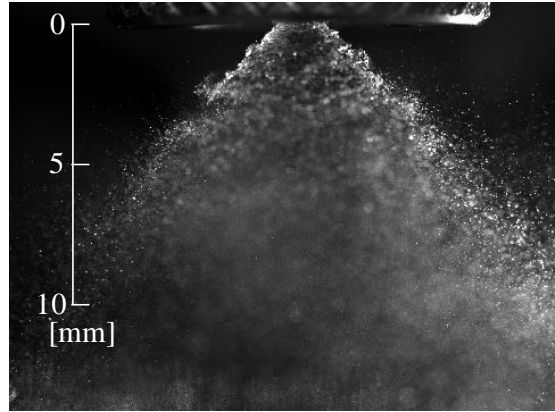
(c) $\Delta P_{inj} = 300$ kPa



(d) $\Delta P_{inj} = 500$ kPa

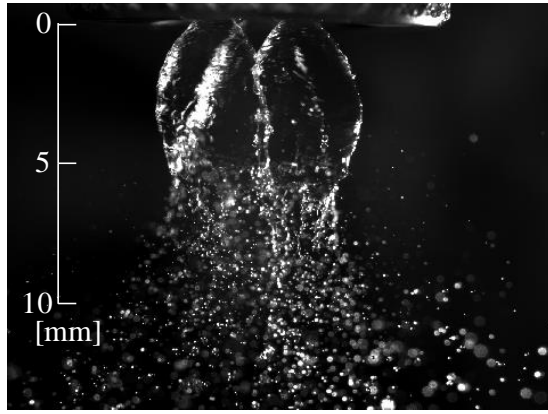


(e) $\Delta P_{inj} = 800$ kPa

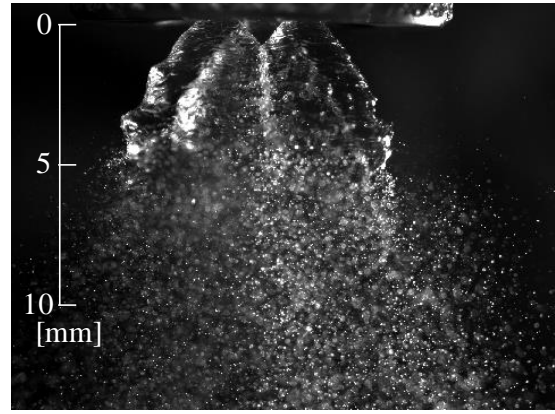


(f) $\Delta P_{inj} = 900$ kPa

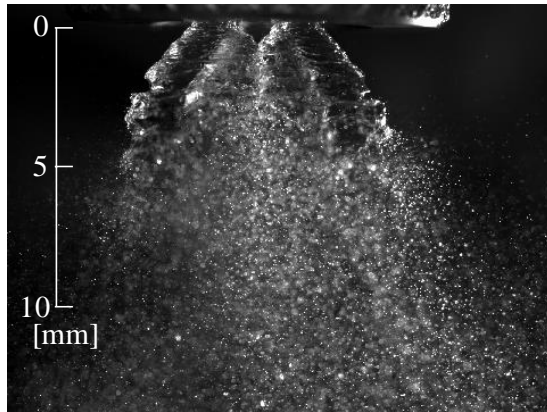
Fig. 3.4 Images of spray from injector with the single orifice taken by long-distance microscope. The liquid film is formed under the nozzle and broke up into droplets. The liquid film length is shortened as the injection pressure increased.



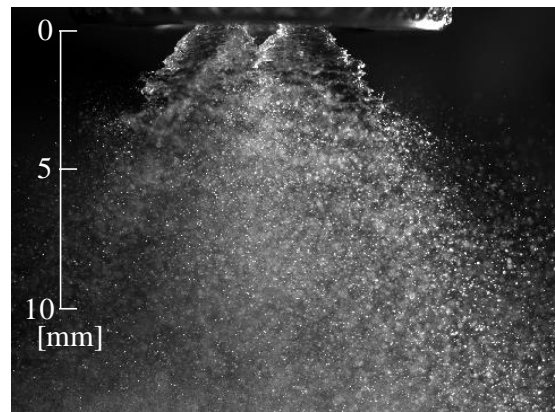
(a) $\Delta P_{inj} = 100$ kPa



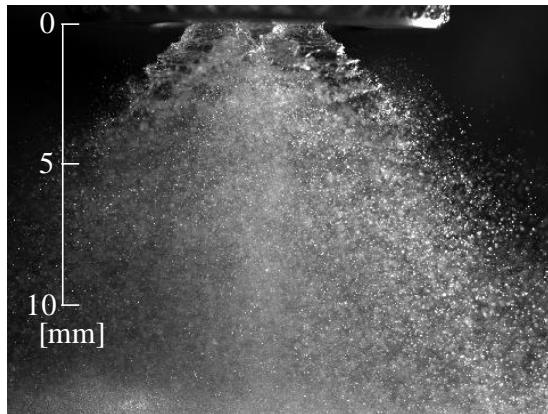
(b) $\Delta P_{inj} = 200$ kPa



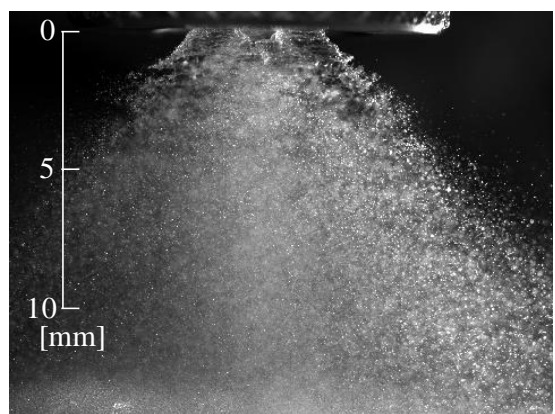
(c) $\Delta P_{inj} = 300$ kPa



(d) $\Delta P_{inj} = 500$ kPa

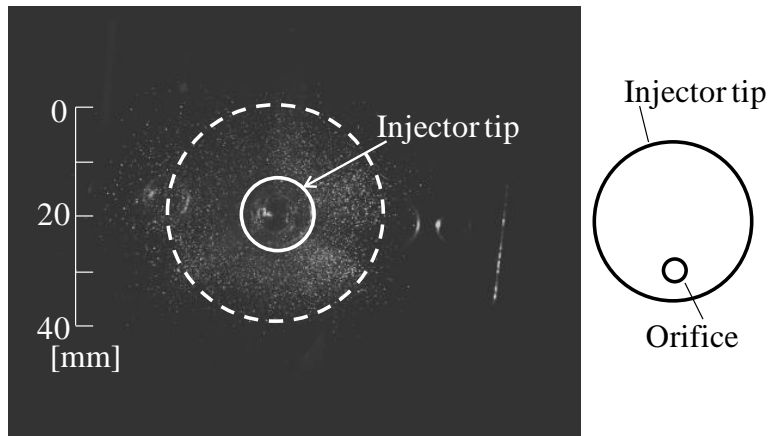


(e) $\Delta P_{inj} = 800$ kPa

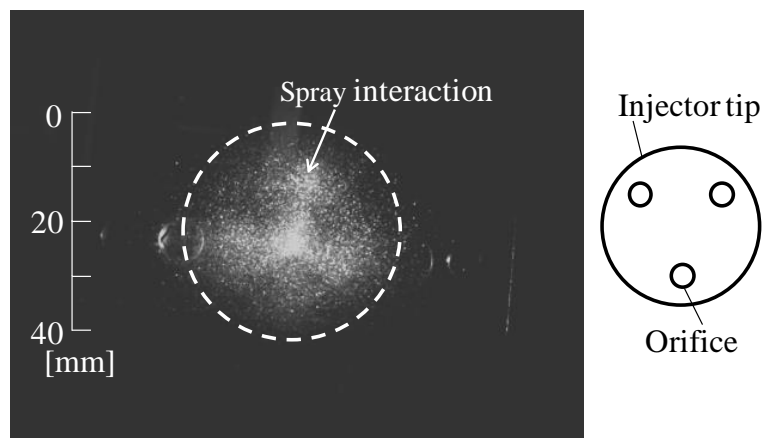


(f) $\Delta P_{inj} = 900$ kPa

Fig. 3.5 Images of spray from injector with the three orifices taken by long-distance microscope. The spray from each orifice interacts in every condition of injection pressure. In particular, liquid film collisions are seen between 100 and 300 kPa.



(a) Single orifice

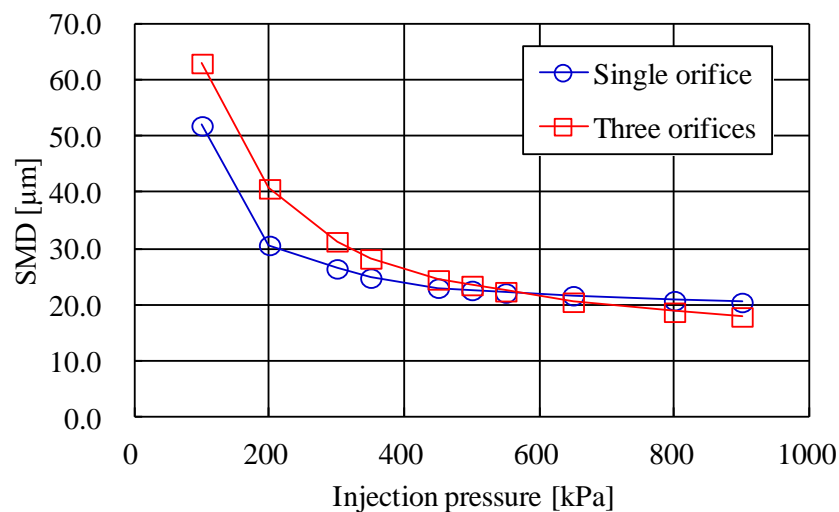


(b) Three orifices

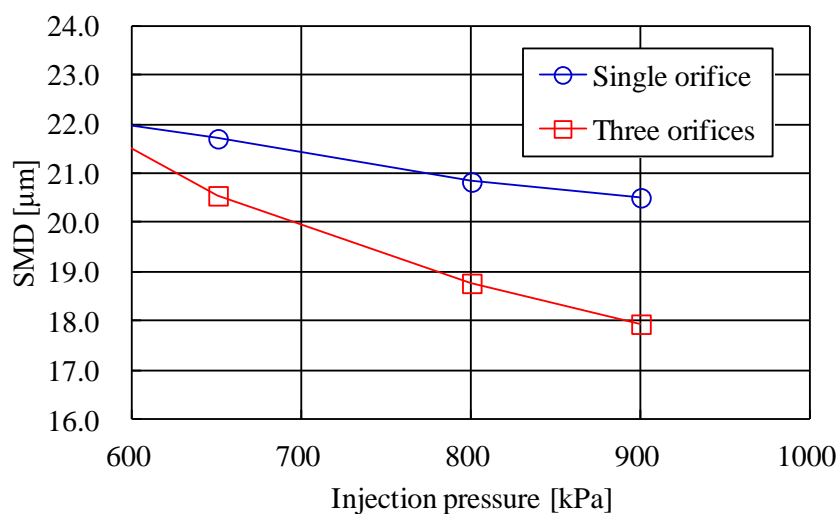
Fig. 3.6 Images of cross-section of the sprays at 15mm from the injector tip. In the single orifice, it is found that the hollow-cone spray is formed. In the three orifices, the spray interaction is observed as the concentrated area of fuel. The sprays of three orifices shrink due to the pressure drop in sprayed area comparing with spray of the single orifice.

次に、噴霧干渉の様子を確認するために、噴孔真下から噴霧の断面を撮影した結果を図 3.6 に示す。画像は噴射開始の信号を入力してから 4.75 ms 後、弁体は完全に開いた状態で、噴孔 15mm 下にシート状のレーザーを照射して撮影している。噴射差圧は 300kPa とした。画像の右側には撮影した画像の視点における噴孔配置の模式図を示している。模式図は噴孔配置を分かりやすくするために噴孔径と噴孔間距離を拡大して表示している。図 3.6 (a)より、単孔ノズルでは噴霧が中空になっている様子が分かる。一方で、図 3.6 (b)の 3 孔ノズルでは、各孔からの噴霧は噴霧の干渉により中空になっていない。画像では Y 字状に噴霧が濃くなっている箇所があるが、各噴孔からの噴霧が互いに干渉しているためであると考えられる。図中の点線の円印は単孔ノズルによる噴霧の広がり外径を表しており、同じ径の円を 3 孔ノズル側にも描写している。図より、3 孔ノズルでは噴霧の広がりやや小さく見える。これは噴

霧によって速度が誘起され、ベルヌーイの定理によりその領域では圧力が低下したことで、各噴孔からの噴霧同士が引き付け合ったためと考えられる。



(a)



(b)

Fig. 3.7 Measured SMD as a function of injection pressure. (a) The single orifice and the three orifices are compared. (b) Enlarged view of Fig. 3.7 (a) in the range from 600 to 1000 kPa. The results show that the values of the three orifices are higher than those of the single orifice at a low injection pressure condition. It is considered that the SMD is related to spray interaction.

図 3.7 は SMD に対する噴射差圧の影響を表している。横軸は噴射差圧、縦軸は SMD である。図 3.7 より、図 3.5 で液膜干渉が見られた噴射差圧(100 ~ 300 kPa)では 3 孔ノズルよりも単孔ノズルの SMD が小さく、高圧になるにつれその差は小さくなっている。これは、上記の

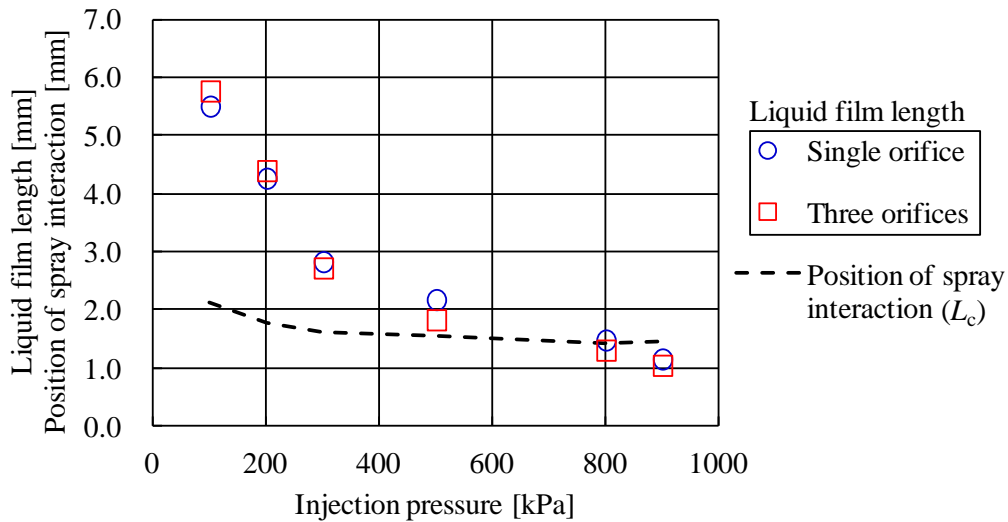
噴霧観察結果から、干渉時の噴霧の状態と関係があると考えられる。すなわち、液膜で干渉している低圧側では 3 孔ノズルの SMD が大きくなり、液膜分裂後に干渉している高圧側では SMD の差は小さくなっている。また、図 3.7 (b) で示した噴射差圧の範囲では、単孔ノズルよりも 3 孔ノズルの SMD が小さくなる傾向にある。この要因については 3.3.2 項で後述するが、3 孔ノズルの噴霧では噴孔内で形成される液膜が薄くなったためと考えられる。

上述のように噴霧干渉時の燃料の状態（液膜か液滴か）が粒径に大きく影響していると考えられる。そのため、液膜長さと噴霧の干渉位置について詳細に検討する必要がある。そこで図 3.1 で示した噴霧の干渉位置 L_c を次式で定義する。

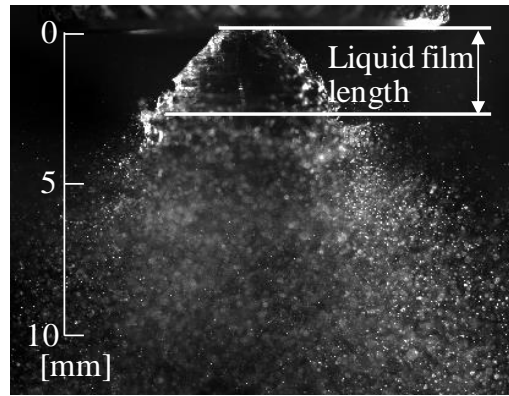
$$L_c = R \cdot \frac{\sin\left(\frac{\theta_1}{2}\right)}{\tan\theta} \quad (3-2)$$

R は同一平面上におけるノズルプレートから噴孔の中心までの距離である。 θ_1 はノズルプレート上の噴孔配置の角度であり、本研究では 3 つの噴孔を等間隔に配置しているため 120° となる。 θ は噴霧の縁と噴孔の中心軸がなす角度であり、噴霧角の $1/2$ である。噴霧角 2θ は画像から計測した値を用いた。

図 3.8 は単孔ノズルおよび 3 孔ノズルの液膜長さと、式(3-2)から算出した噴霧の干渉位置 L_c を比較したグラフである。横軸は噴射差圧、縦軸は噴孔出口位置を基準とした液膜長さと、噴霧の干渉位置である。まず、液膜長さに関して、噴射差圧が大きくなるにつれ液膜長さは短くなっていることが分かる。単孔と 3 孔に大きな差は見られない。次に、液膜長さと噴霧の干渉位置 L_c を比較する。500 kPa までは液膜長さは干渉位置よりも大きい。800 kPa 以上では液膜長さが干渉位置よりも小さくなっている。これらの結果は図 3.5 に示した噴霧の様子とおおよそ一致している。さらに、図 3.7 から 3 孔と単孔の SMD が同程度となる位置も 500 kPa であることが分かる。



(a) Liquid film length versus injection pressure



(b) Measurement of liquid film length from spray visualization

Fig. 3.8 Liquid film length as a function of injection pressure. The position of spray interaction L_c calculated by eq. (3-2) is also displayed. This figure shows that the liquid films collided with each other when the injection pressure was lower than 500 kPa.

以上より、噴霧干渉の粒径への影響は以下のように考えられる。噴射差圧が小さい場合、図 3.9 (a)のように噴霧は液膜の状態で干渉しており、液膜の一部が合体して厚くなるため、分裂時の粒径が大きくなる。噴射差圧が十分大きい場合、図 3.9 (b)のように噴霧は液滴の状態で干渉しており、液滴は衝突してもほとんど合体せず、粒径に影響は見られなかった。

ただし、液滴同士の衝突に関して、噴霧の流量が少ない条件下では液滴が衝突後に合体して粒径が大きくなることが文献[12]により示されている。よって、本研究の実験条件における液滴合体の可能性を検討する必要がある。液滴の Weber 数と impact parameter を用いて液滴の衝突挙動を整理している文献[13]により、①Weber 数が低い場合、または②Weber 数と impact parameter の関係によって定義される特定の領域内において、液滴同士が結合したままになる合体(Coalescence)が生じるという結果が示されている。よって①と②それぞれについて考察す

る.

① Weber 数が低い場合

噴孔出口の液膜厚さと速度から算出した Weber 数は、液滴衝突の生じる 500 kPa ~ 900 kPa では 390 ~ 730 程度であった。Qian らの結果は Weber 数が 100 以下のため、Weber 数が 750 程度での Weber 数と impact parameter の関係を推測すると、ほぼ跳ね返り (Bouncing) または合体後に分裂 (Separation) であると考えられる。Weber 数は慣性力/表面張力の無次元数であり、数値が大きいほど慣性が強く、結合状態を維持しにくいことを意味していることから妥当であると言える。

② Weber 数と impact parameter の関係によって定義される特定の領域

Impact parameter は液滴間距離/液滴径で定義されることから、噴霧中で衝突する液滴は全ての値をとり得る。しかしながら、Qian らのグラフの傾向から、Weber 数が大きくなるにつれ合体 (Coalescence) する impact parameter の範囲は非常に狭くなると予想される。

以上から、本研究では液滴の跳ね返り (Bouncing) や合体後の分裂 (Separation) が生じやすい実験条件となっており、液滴同士が衝突しても液滴径は大きくなりにくく、粒径への影響は小さかったと考えられる。

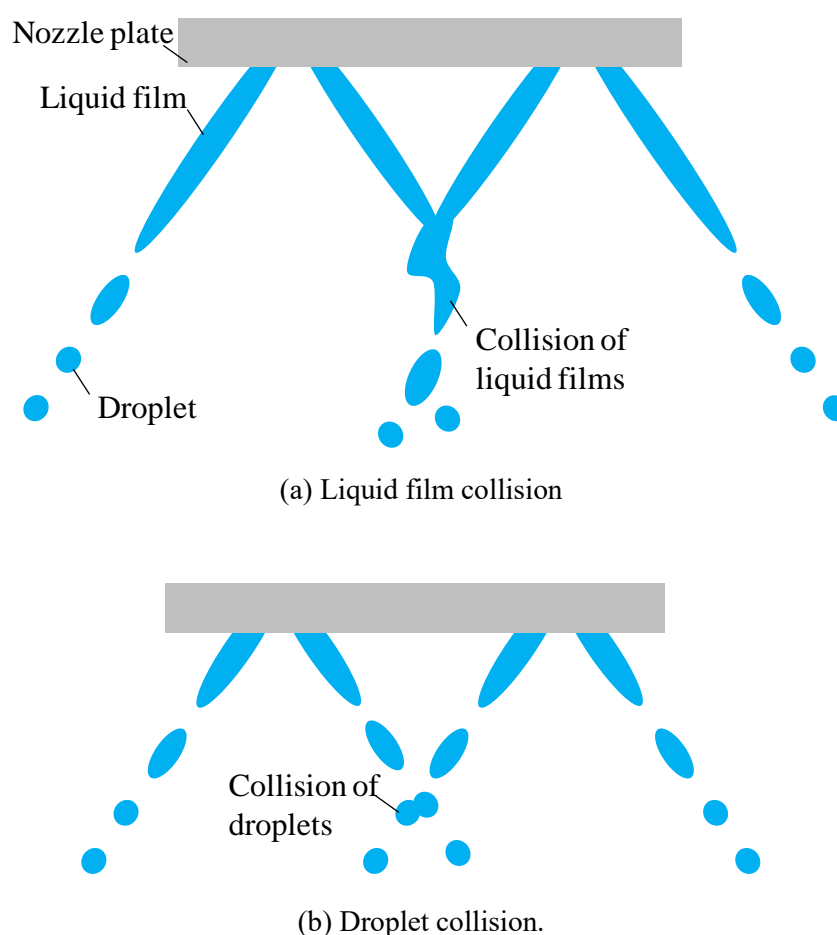
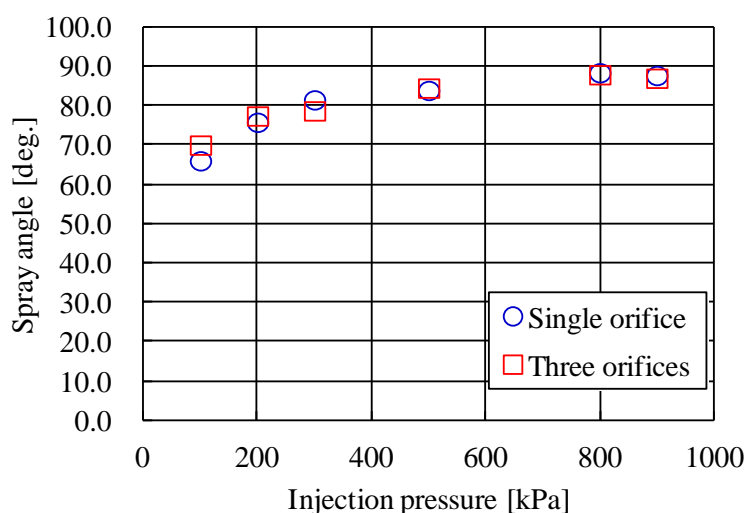
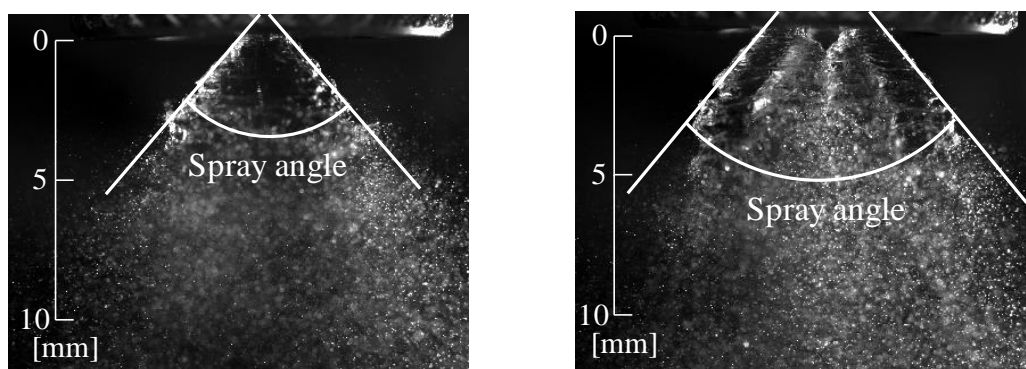


Fig. 3.9 Schematics of spray interaction. The liquid film merges if the liquid films collide with each other. It is hard for droplets to merge even if droplet collision occurred in our experimental conditions.

次に、噴霧干渉が噴霧角へ与える影響について検討する。中空円錐状の噴霧では、噴霧の広がり（噴霧角）が大きいほど噴孔出口より下流で液膜が薄くなるため、液膜分裂後の粒径が小さくなる傾向がある。図 3.10 に噴霧角の測定結果を示す。噴霧角は噴射直後の噴霧の広がり角度として定義し、撮影した噴霧画像から測定している。横軸は噴射差圧、縦軸は噴霧角である。噴霧角は噴射差圧の増加と共に大きくなっていることが分かる。また、単孔ノズルと 3 孔ノズルの噴霧角の差異はほとんど見られない。噴霧干渉はノズルプレートを中心側で生じており、噴霧角は干渉の無い噴霧の外縁形状から決まっている。よって噴霧干渉が噴射直後の噴霧角へ与える影響は小さく、また各孔の噴霧角もほとんど変わっていないことが分かる。一方で、図 3.6 に示したように、噴孔 15mm 下では単孔ノズルと 3 孔ノズルで噴霧の広がりには差が見られた。噴射直後は噴霧の慣性力が強く、噴霧による圧力低下の影響を受けにくい、噴霧下流では圧力低下の影響が噴霧形状に表れていると考えられる。



(a) Spray angle versus injection pressure



(b) Measurement of spray angle from spray visualization

Fig. 3.10 Measured spray angles as a function of injection pressure. The influences of spray interaction are not seen because the spray angle is defined at the edge of the assembled spray shape where the sprays do not interact.

3.3 ノズル内部流動の検討

上述した結果より，多孔スワールインジェクタでは，噴霧同士の液膜干渉が生じた場合，微粒化性能に影響することが分かった．微粒化性能に影響する他の要因としては，旋回流によって噴孔内で形成される液膜厚さがある[14]．しかしながら，実験で噴孔出口の液膜厚さを測定することは難しい．そこで本研究では，気液二相流の数値解析を実施し，多孔化が噴孔出口の液膜厚さに与える影響について検討した．

3.3.1 解析手法

解析ソフトはSTAR-CD v4.08を用いた．流れ場は非圧縮性とし，気液界面の解析にはVolume of Fluid (VOF)法を用いた．流れの支配方程式は次式で示す質量および運動量の保存式で表される．

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (3-3)$$

$$\rho \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \rho \nabla \cdot (\mathbf{u} \otimes \mathbf{u}) = -\nabla P + \mu \nabla^2 \mathbf{u} + \rho \mathbf{g} + \mathbf{F} \quad (3-4)$$

ここで， \mathbf{u} は速度ベクトル， t は時間， ρ は密度， P は圧力， μ は粘度， \mathbf{g} は重力加速度， \mathbf{F} は体積力である．密度 ρ および粘度 μ は液相体積分率 α を用いて次式で表される．

$$\rho = (1 - \alpha)\rho_g + \alpha\rho_l \quad (3-5)$$

$$\mu = (1 - \alpha)\mu_g + \alpha\mu_l \quad (3-6)$$

添え字 g と l はそれぞれ気相と液相を意味している．液相体積分率 α は次式で表される．

$$\alpha = \frac{V_l}{V_l + V_g} \quad (3-7)$$

ここで V_l と V_g はそれぞれ液相と気相の体積である． α は各セルでの瞬時値であり， $\alpha=1$ は液相， $\alpha=0$ は気相を意味している． α の輸送方程式は次式で表される．

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \alpha = 0 \quad (3-8)$$

表面張力による力の計算には，次式で表される Continuum Surface Force モデル[15]を用いた．

$$\mathbf{F} = \sigma \kappa \nabla \alpha \quad (3-9)$$

ここで，

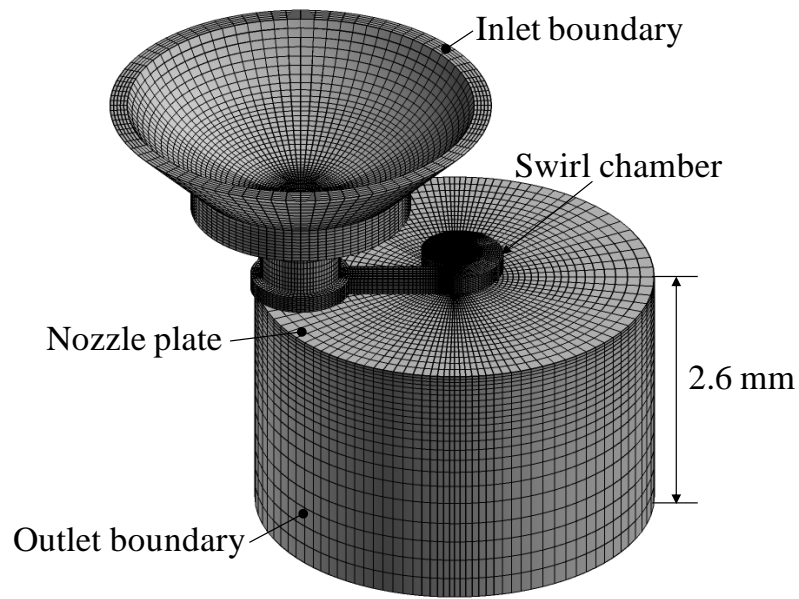
$$\kappa = -\nabla \cdot \left(\frac{\nabla \alpha}{|\nabla \alpha|} \right) \quad (3-10)$$

である． σ は表面張力である．

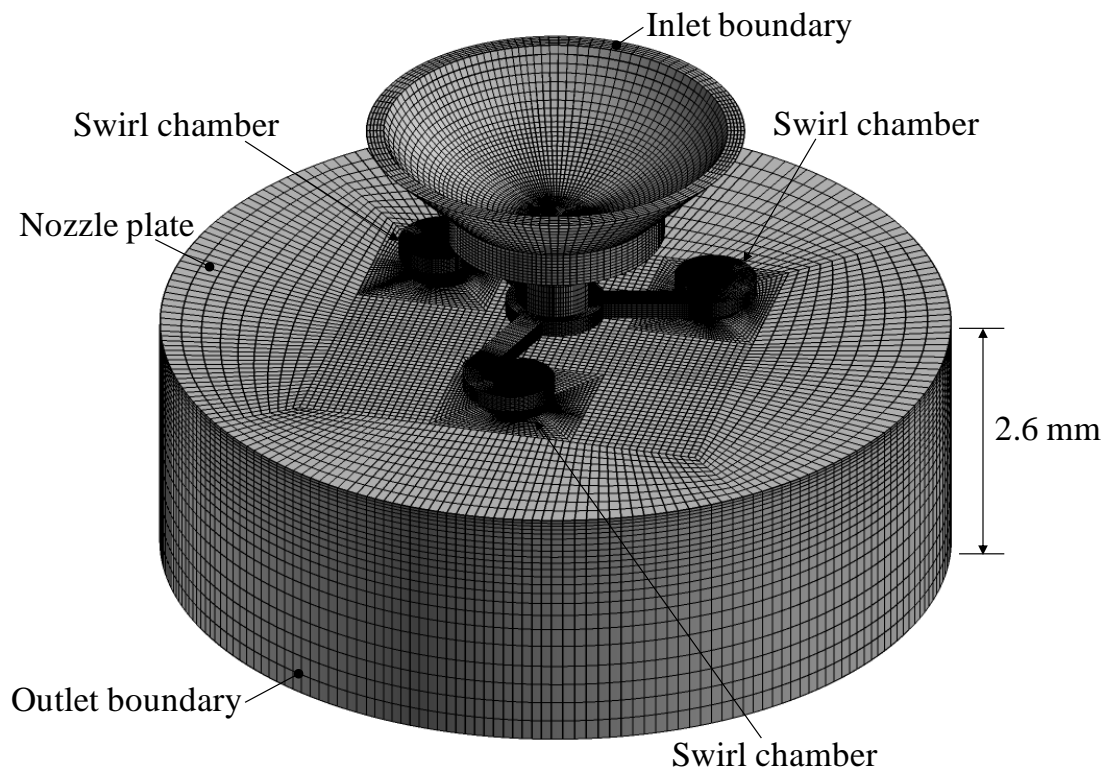
図 3.11 に解析モデルを示す．(a)は単孔ノズルのモデル，(b)は 3 孔ノズルのモデルであり，実験に用いたものと同一形状とした．流入境界，流出境界は圧力固定とした．壁面はすべり無し条件とした．セル数はそれぞれ約 47 万，139 万である．表 3.2 に解析に用いた物性値を示す． θ_{contact} は接触角である．

Table 3.2 Physical properties.

	ρ [kg/m ³]	μ [Pa·s]	σ [N/m]	θ_{contact} [rad]
Gasoline	752	7.69×10^{-4}	0.0180	$\pi/2$
Air	1.21	1.83×10^{-5}	-	-



(a) Single orifice; 0.47 million cells

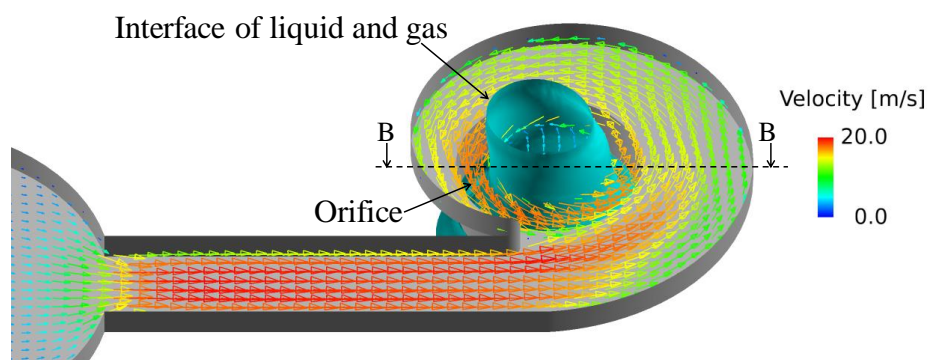


(b) Three orifices; 1.39 million cells

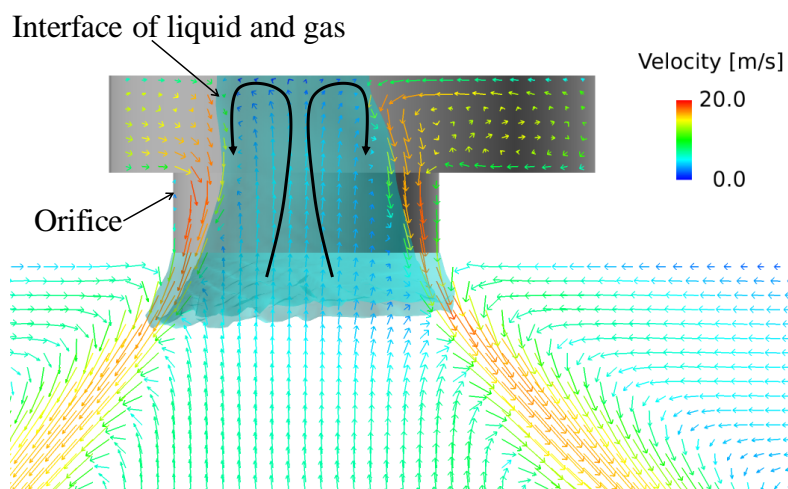
Fig. 3.11 Analysis models.

3.3.2 解析結果

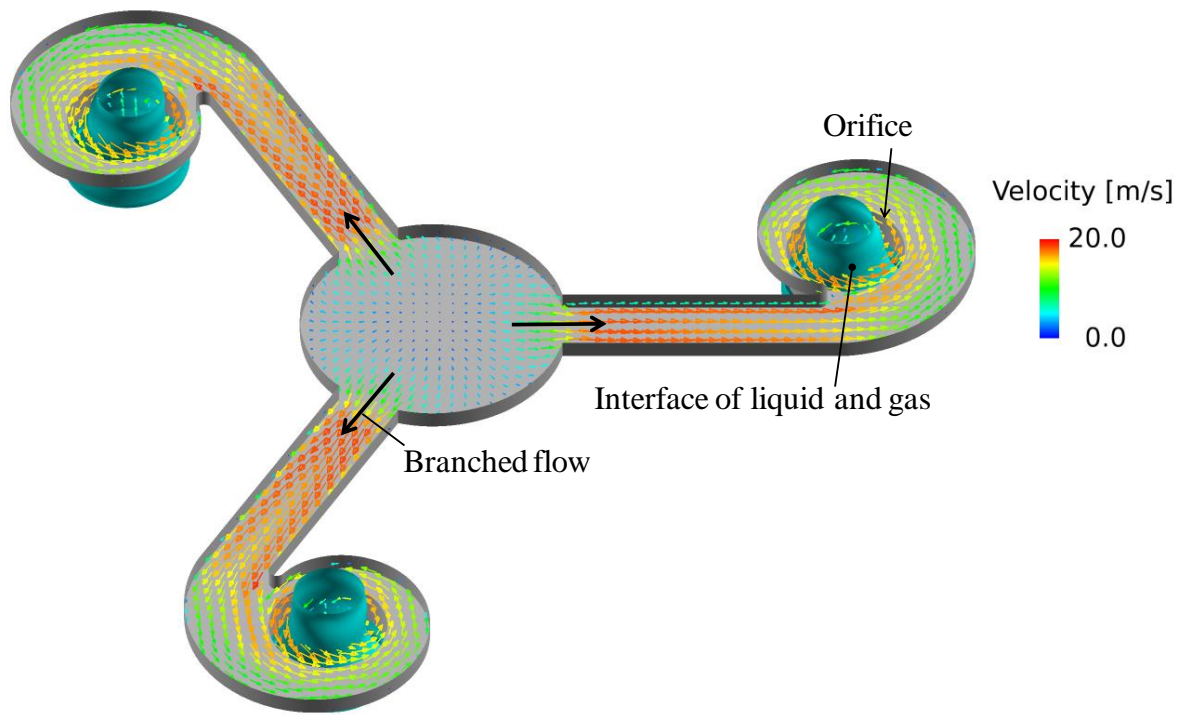
ノズル内の流れ場を図 3.12 に示す. (a)は単孔ノズルの流れ場, (b)は(a)の噴孔中心における B-B 断面, (c)は 3 孔ノズルの流れ場である. ベクトルは速度, 気液界面は液相の体積分率 α が 0.5 となる等値面を表示している. 噴射差圧は 300 kPa とした. 図より, 単孔, 3 孔の結果は共に, 旋回室内で壁面に沿った旋回流が生じており, 旋回室内には噴孔から空気が入り込んでいることが分かる. これは旋回室内の旋回流によって遠心力が発生し, 旋回を中心側が低圧となるためである. また, ノズル内部では旋回室上流の直線流路で最も流速が大きくなっているが, これは直線流路の断面積が, 単孔ノズルと 3 孔ノズル共に全流路中で最小となっているためである.



(a) Single orifice



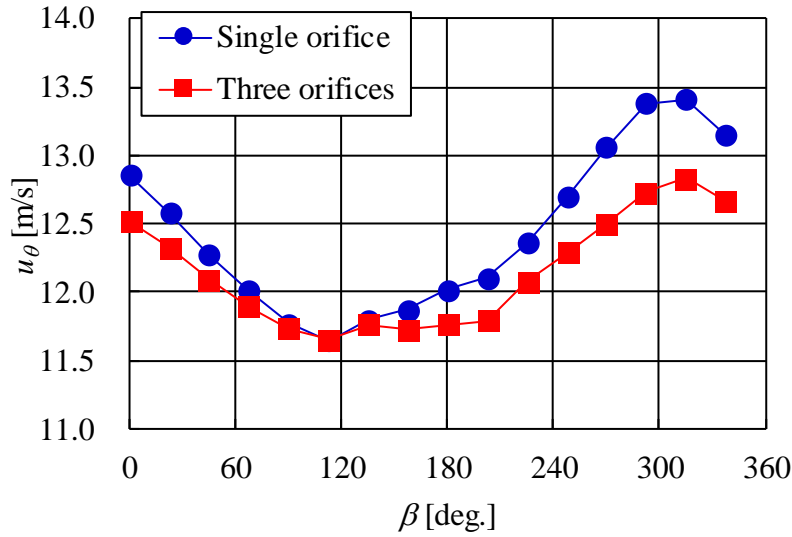
(b) Section B-B



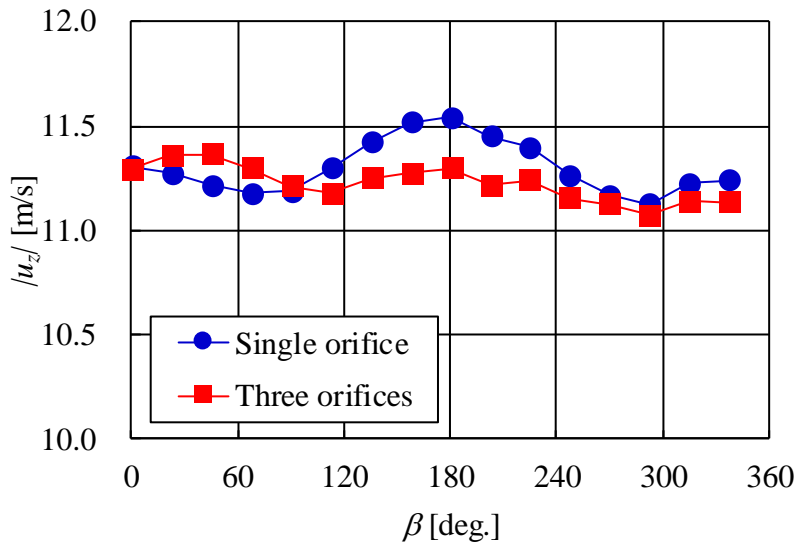
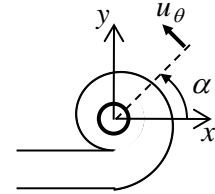
(c) Three orifices

Fig. 3.12 Visualization of velocity vectors and gas-liquid interface near the orifice. Air penetrates into the swirl chamber because the centrifugal force produced by swirling flow decreases the pressure in the center of the swirl chamber and the orifice.

図 3.13 に噴孔出口の液相の周方向速度 u_θ と、噴孔の軸方向速度 u_z の絶対値の分布を示す。グラフの縦軸は、噴孔出口を周方向に等分割し、分割した各領域の液相の速度を平均化したものである。横軸は噴孔の周方向角度 β である。図 3.13 より、 u_θ の分布のピーク位置は単孔ノズルと 3 孔ノズルでほぼ一致しているが、速度の大きさは u_θ , $|u_z|$ 共に 3 孔ノズルの方が小さくなる傾向がある。この原因を検討するため、表 3.3 に流入境界で測定した流量を示す。3 孔ノズルでは流量が単孔ノズルの 3 倍程度となっている。これによって弁体とノズル体によって流路絞りとなるシート部（図 3.1 の Seat area 参照）でも流速が 3 倍程度となり、3 孔ノズルでは単孔ノズルを備えたインジェクタのシート部よりも圧力損失が大きくなる。このため 3 孔ノズルでは各孔あたりの流量が小さくなり、結果として噴孔出口の流速も小さくなったと考えられる。一方で、3 孔ノズルの各孔あたりの流量が単孔ノズルよりも小さくなると、シート部とは逆に、単孔ノズルの方が直線流路や噴孔の絞りによる圧力損失は大きくなるはずである。しかしながら、直線流路および噴孔では単孔ノズルと 3 孔ノズルの流速差はシート部に比べて小さいため、シート部ほどの圧力損失の差は生じない。流速に大きな差がないことは、図 3.12 (a) と (c) の比較からも確認できる。結果として、3 孔ノズルの方が各孔あたりの流量が小さくなるため、 u_θ , $|u_z|$ は小さくなっている。



(a) u_θ versus β



(b) u_z versus β

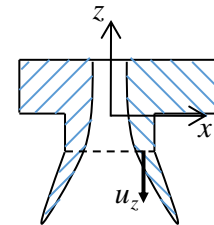
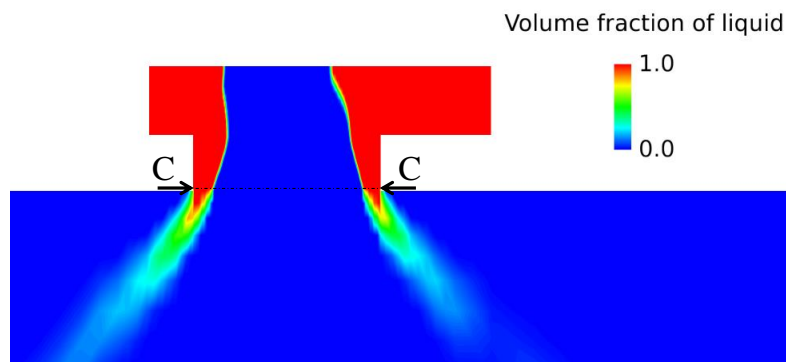


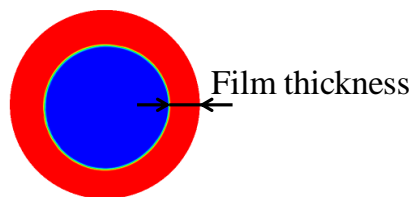
Fig. 3.13 (a) Circumferential velocity u_θ and (b) axial velocity u_z profiles for the single orifice and the three orifices at orifice outlet in circumferential direction. u_θ and u_z of the three orifices are smaller than those of the single orifice in most regions of the circumferential angle β .

図 3.14 に噴孔内における液膜分布を示す。(a)は旋回室と噴孔中心断面の燃料分布,(b)は噴孔出口の断面図である。図より、噴孔出口となる C-C 断面では燃料の液膜がリング状に形成されている様子が分かる。図 3.14 (c)は、C-C 断面における周方向角度 β に対する液膜厚さの分布である。液膜厚さは図 3.12 の速度と同様に平均化したものをプロットしている。図 3.13 (a)と比較すると、 u_θ が最大となる β において液膜厚さはほぼ最小となり、 u_θ が最小となる β において液膜厚さは最大となっている。このことから、 u_θ の大きさが液膜厚さに影響していることが分かる。また、3 孔ノズルでは単孔ノズルより液膜厚さが薄くなっている。この原因を検

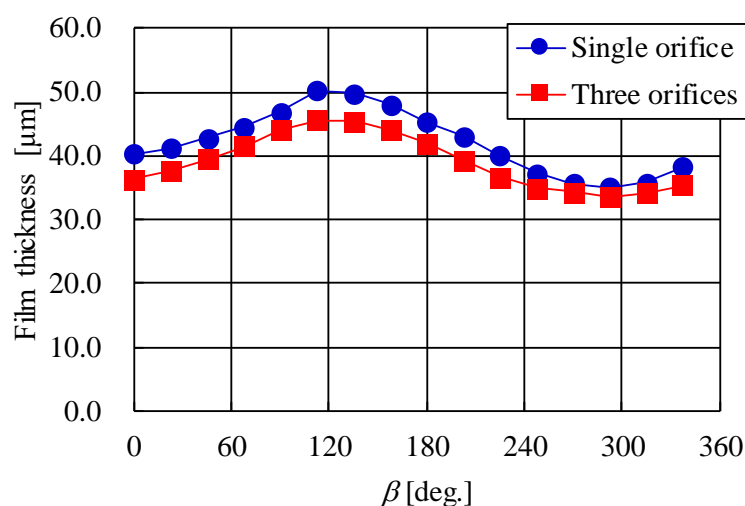
討するため、表 3.3 に流量と噴孔出口全体における液膜厚さおよび $|u_z|$ の平均値を、単孔ノズルと 3 孔ノズルで比較したものを示す。表より、多孔化による u_z の変化量は-0.9%だが、単孔あたりに変換した場合の流量変化量は-6.8%、液膜厚さの変化は-6.4%である。つまり流量の変化によって、液膜が薄くなったことが分かる。図 3.7 (b)の高圧側において 3 孔ノズルで SMD が小さくなったのは、このことが要因であったと考えられる。なお、図 3.15 より噴射差圧によらず、単孔ノズルより 3 孔ノズルの液膜厚さが薄くなる傾向があることが確認できる。



(a) Fuel distribution at cross section of the orifice center



(b) Section C-C



(c) Film thickness versus circumferential angle α at the orifice outlet

Fig. 3.14 Fuel distribution calculated in the orifice. The film thickness of the three orifices is thinner than that of the single orifice.

Table 3.3 Calculated value of flow rate, averaged film thickness, and $|u_z|$.

	Calculated flow rate [cm ³ /min]	Film thickness [μm]	$ u_z $ [m/s]
Single orifice	33.9	42.2	11.3
Three orifices	94.8 (31.6 per orifice)	39.5	11.2
Difference	-6.8%	-6.4%	-0.9%

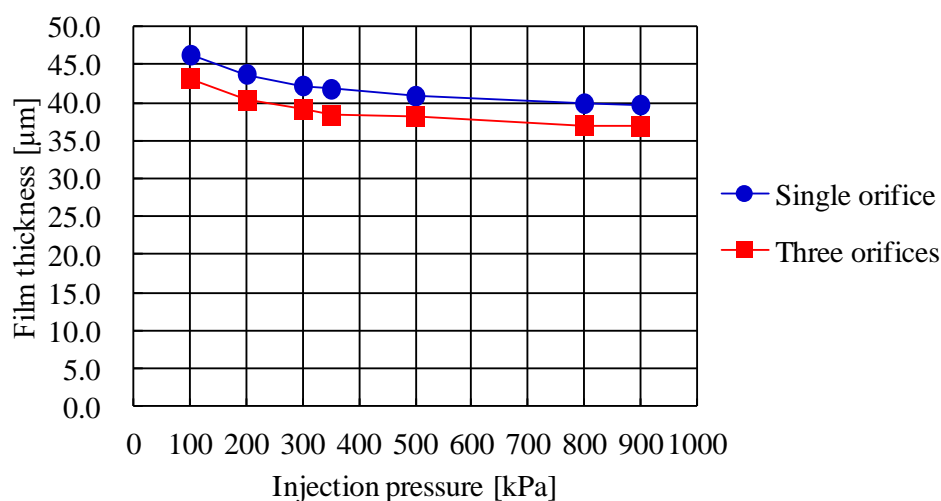


Fig. 3.15 Averaged film thickness at the orifice outlet in circumferential direction versus injection pressure. The results of the three orifices are smaller than that of the single orifice for all injection pressure conditions.

図 3.16 は、図 3.10 で示した単孔ノズルの噴霧角度と、解析結果の噴孔出口における燃料速度から計算した噴霧角度を比較したものである。解析では燃料の噴射方向速度と周方向速度の比を噴霧角として、周方向の平均値を算出している。燃料圧力が高いほど測定結果と解析結果は近い値を示しており、900 kPa で 9% 以下の誤差、100 kPa で最大 29% の誤差であった。解析では噴霧角度を噴孔出口で算出しているために燃料圧力が変わっても噴霧角度の変化は小さい。一方で実際の噴霧では、雰囲気中への噴射後、雰囲気圧力の影響や、液膜に働く表面張力により噴霧の広がりやが抑えられていると考えられる。噴射速度が小さいほど液相の貫徹力が小さいことから、雰囲気圧力や表面張力の影響を受けやすい。結果として、燃料圧力が低いほど解析と実験の誤差が大きくなっている。そこで、実験と解析の噴霧角度測定位置

のずれを埋め合わせるために、液滴の運動方程式を変形した次式を用いて、空気抵抗の液相速度に対する影響を見積もり、噴霧角度を算出した。

$$\Delta v_{li} = -\frac{3}{4} \cdot \frac{1}{h} \cdot C_D |\mathbf{u}_l - \mathbf{u}_g| (u_{li} - u_{gi}) \Delta t + g_i \cdot \Delta t \quad (3-11)$$

h は噴孔出口の液膜厚さ、添え字 i はノズル出口に対する噴射方向 z または周方向 θ である。 C_D は空気抵抗であり、次式で定義している。

$$C_D = \frac{24}{Re} \left(1 + \frac{1}{6} Re^{\frac{2}{3}} \right) \quad (Re \leq 1000 \text{ の場合}) \quad (3-12)$$

$$C_D = 0.424 \quad (Re > 1000 \text{ の場合}) \quad (3-13)$$

$$Re = \frac{\rho d |\mathbf{u}_l - \mathbf{u}_g|}{\mu} \quad (3-14)$$

計算には図 3.14 と同様に、ノズル出口の周方向でサンプリングした液膜厚さと、液相速度を用いた。気相速度は液相により誘起されると仮定し、液相速度をサンプリングして平均化した値のうち、最小値を与えた（そのため、サンプリング位置によっては、空気抵抗は 0 と見積もられる）。 Δt は任意に調整可能な値であるが、噴孔下 0.05 mm に液相が到達するまでの時間とし、次式より計算した。

$$\Delta t = \frac{L}{u_{lz}} \quad (3-15)$$

結果として、実験と解析の誤差は 100kPa で最大 13% であり、定性的にも近い傾向が得られていることが確認できる。一方で、式(3-11)を用いた見積りでは液膜に働く表面張力により噴霧の広がりが抑制される影響は考慮できていないため、高圧側と比較して低圧側での誤差は大きい。

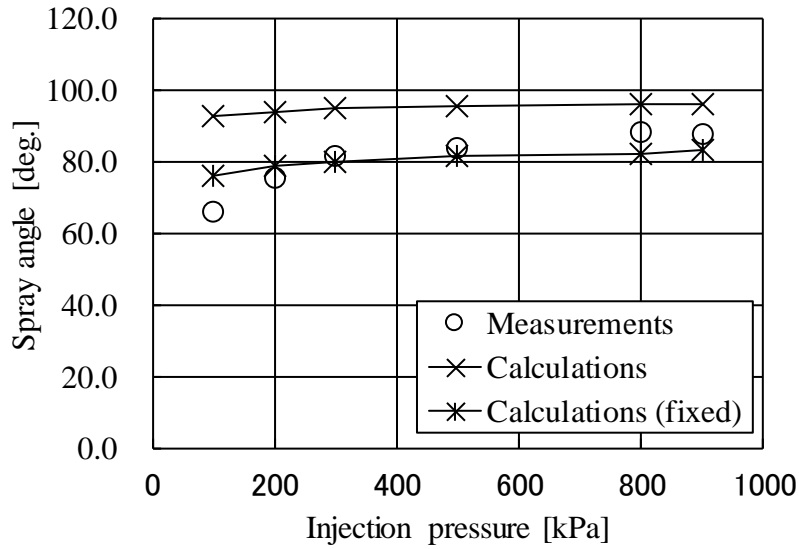


Fig. 3.16 Comparison of measured and calculated spray angle.

3.4 平均粒径の算出手法の検討

3.4.1 算出手法

上記実験と解析で得られた知見を基に，スワールインジェクタによる噴霧の平均粒径を，簡易に算出する手法を開発した．具体的には，Miyamoto ら[16]により提案されている環状液膜流の分裂のモデル化による平均粒径の算出式を修正し，スワールインジェクタの噴霧に適用した．平均粒径の算出に必要な値は上述したノズル内部の数値解析により求めた．

本研究での粒径算出方法について説明する．Miyamoto らは噴孔出口で液膜が分裂するとし，噴射する液膜の厚さ h と，気液の相対速度 W を用いて次式により平均粒径(SMD)を算出している．

$$\text{SMD} = A \left(\frac{\sigma}{\rho_g W^2} \right)^{\frac{2}{3}} h^{\frac{1}{3}} \quad (3-16)$$

式(3-16)は Weber 数の形を用いて整理され，次式のように表すことができる．

$$\text{SMD} = A(We)^{-\frac{2}{3}} h \quad (3-17)$$

$$We = \frac{\rho_g W^2 h}{\sigma} \quad (3-18)$$

一方，本研究で対象としているスワールインジェクタでは，空気の速度は燃料の噴射速度よりも十分遅いことから，相対速度 W ではなく，燃料の噴孔軸方向速度 u_z を用いた．また，噴孔から噴射後に液膜が円錐状に広がるため，下流になるほど液膜が薄くなる．このため，より精度よく粒径を予測するためには，噴孔出口からどの程度下流で液膜が分裂するかを考慮する必要がある．そこで本研究では式(3-17)の液膜厚さ h を，液膜が分裂する時点での液膜厚さ h' とした．

$$SMD = A(We)^{-\frac{2}{3}}h' \quad (3-19)$$

$$We = \frac{\rho_g u_{iz}^2 h}{\sigma} \quad (3-20)$$

式(3-19), (3-20)の未知の値は u_{iz} と h , h' である． A は定数であり，任意に設定される A の値によって算出される SMD の値が変化する．噴射差圧が高い場合は液滴衝突であることを考慮し，900 kPa における実験と解析の SMD がほぼ一致するように A の値を設定した．設定値は4.2節で後述する．式(3-20)の速度 u_z と液膜厚さ h は噴孔出口の値を与えた．次に， h' の算出方法について説明する．図 3.17 に示すように，噴孔出口面と，噴孔出口面から $L\cos\theta$ 下に位置する平面において，流量が保存されかつ流速が等しいと仮定すると，リング状に形成される液膜の断面積について，次式が成立する．

$$\pi(r+h)^2 - \pi r^2 = \pi(r'+h')^2 - \pi r'^2 \quad (3-21)$$

ここで， r , r' は次式で定義され，噴孔の半径と，液膜長さ L の位置における噴霧の位置の半径を意味する．

$$r = \frac{d_0}{2} - h \quad (3-22)$$

$$r' = \frac{u_\theta}{u_z} L \cos\theta + r \quad (3-23)$$

$$\cos\theta = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{u_\theta}{u_z}\right)^2}} \quad (3-24)$$

式(3-22), (3-23), (3-24)を式(3-21)に代入すると，液膜長さ L の位置における液膜厚さ h' は次

式で表される.

$$h' = -\left(\frac{d_0}{2} - h + \frac{u_\theta}{u_z} L \cos \theta\right) + \left[\left(\frac{d_0}{2} - h + \frac{u_\theta}{u_z} L \cos \theta\right)^2 + h(d_0 - h)\right]^{0.5} \quad (3-25)$$

液滴への分裂長さ L_{BU} は, Han ら[17]による円錐状液膜の分裂の式を用いて求める.

$$L_{BU} = B \left[\frac{\rho_l \sigma \ln\left(\frac{\eta}{\eta_0}\right) h' \cos^2 \theta}{\rho_g^2 u_z^2} \right]^{0.5} \quad (3-26)$$

式(3-26)は Han らの式の液膜厚さの変数に対して $h' \cos \theta$ を代入した形になっている. η は液膜分裂時の波の振幅, η_0 は初期擾乱の振幅であり, $\ln(\eta/\eta_0)$ は Reynolds 数によって異なる[18]. B は定数である. 本研究では噴射差圧によらず, Han らが使用している値である $\ln(\eta/\eta_0) = 12$, $B = 3$ を用いた. 液膜長さ L と分裂長さ L_{BU} が等しいと仮定し, 式(3-25), (3-26)を解く事で, 液膜分裂時の液膜厚さ h' を求めることが出来る. h, u_z, u_θ は数値解析の結果から, 噴孔出口における平均値を与えた.

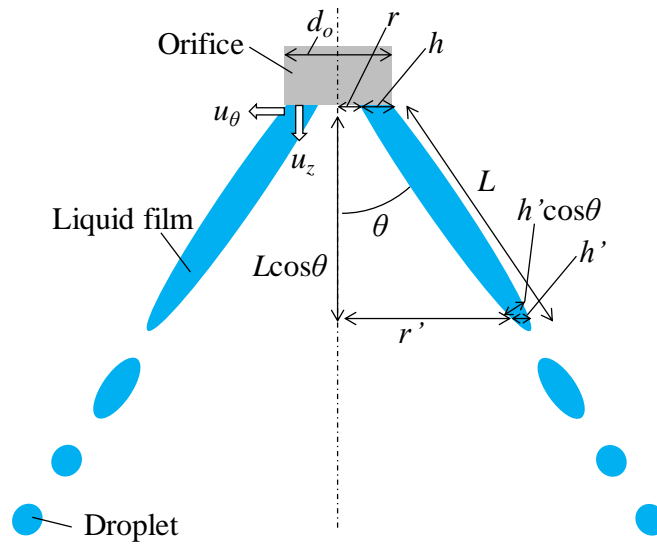


Fig. 3.17 Schematic of hollow-cone spray and variables used in calculating value of SMD.

3.4.2 結果の検討

次に、上述した粒径算出手法を検証した結果について述べる．本研究では液膜の分裂距離と平均粒径を算出する際に、3.3 節で解析した単孔ノズルおよび 3 孔ノズルのモデルを用いた．

図 3.18 は単孔ノズルの液膜長さの実験値と、式(2-24)、(2-26)を用いて算出した値 $L\cos\theta$ を比較したグラフである．ここでは計算上、液膜分裂長さ L_{BU} と液膜長さ L は等しいと仮定している．グラフの横軸は噴射差圧、縦軸は噴孔出口からの距離である．グラフより、低压側で実験との差が大きく、算出値は実験値よりも液膜長さが短くなっている．一方、高压側ではよく一致している．噴射差圧によって Reynolds 数が増加する場合は $\ln(\eta/\eta_0)$ の最適値が異なるが、本研究では一定値としたために、高压側ではよく一致し、低压側では誤差が生じたと考えられる．

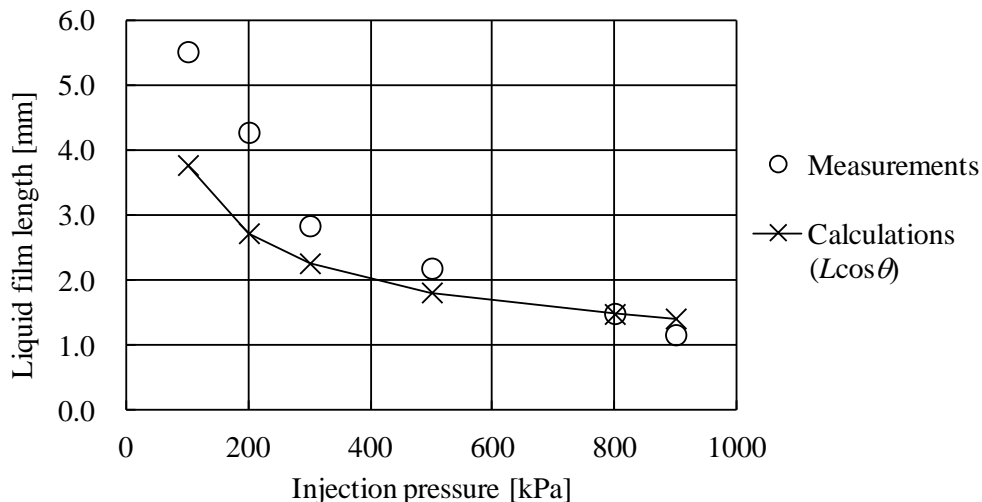
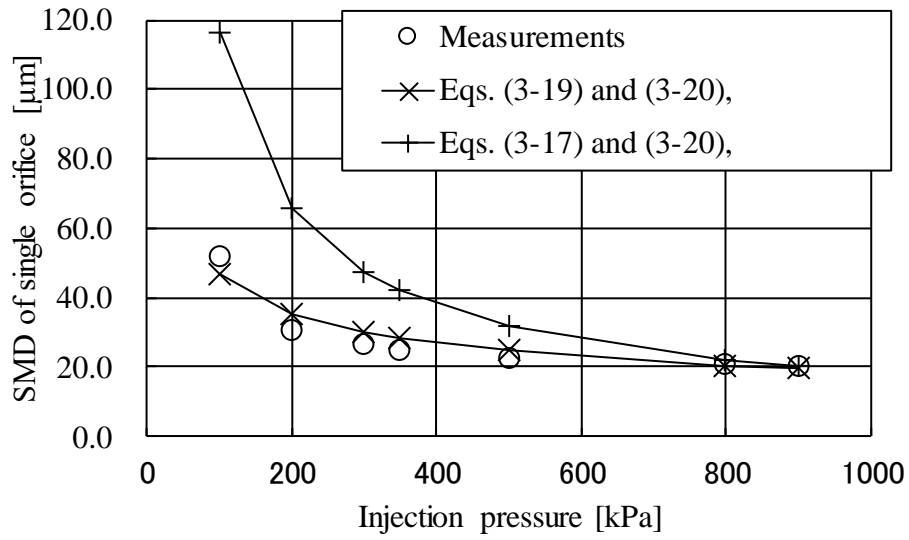


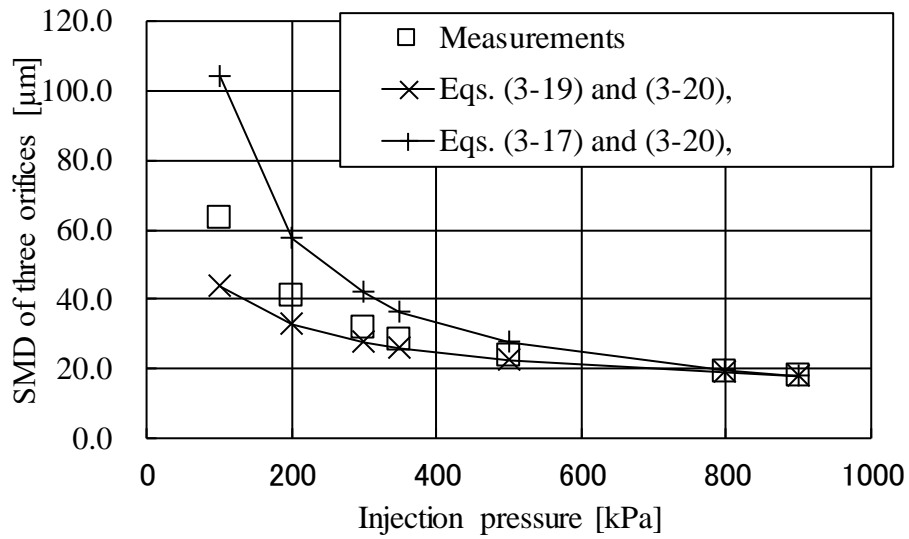
Fig. 3.18 Comparison of measured and calculated liquid film length. The calculated results agree well with the measured ones at a high injection pressure condition, while they do not agree at a low injection pressure condition. This is because a constant $\ln(\eta/\eta_0)$ is used in this study.

図 3.19 (a)に単孔ノズル、(b)に 3 孔ノズルの平均粒径(SMD)の実験値と、式(3-19)を用いて算出した粒径の算出値を示す．また、 h' による平均粒径の算出式の修正の効果を確認するために、液膜の分裂距離を考慮していない式(3-17)を用いて計算した値も示す．ただし、 We の計算には共に式(3-20)を用いた．式(3-17)、(3-19)で用いる定数 A は、噴霧干渉時には液滴状態であると予想される 900kPa において実験値と解析値が一致するように、単孔ノズルでは $A = 0.57$ と $A = 4.8$ 、3 孔ノズルでは $A = 0.51$ と $A = 4.4$ とした．図 3.19 (a)より単孔ノズルの実験値と算出値を比較すると、式(3-19)による算出値は式(3-17)と比べて、実験値とよく一致している．液膜の分裂長さを考慮していない式(3-17)では分裂時の液膜厚さ h が実際よりも大きい値

となるために、粒径が実験値より大きくなっていると考えられる。式(3-19)では分裂時の液膜厚さをより適切に評価することで、実験値の傾向に近づいたと言える。以上より液膜長さを考慮することで、単孔ノズルのスワールインジェクタの粒径は精度よく予測可能であることが分かった。また、図 3.19 (b)からは、3 孔ノズルの実験値と式(3-19)による算出値は高圧側ではよく一致していることが分かる。一方、低圧になると算出値は実験値よりも小さくなる傾向がある。これは実験では液膜衝突により液膜が合体して厚くなっているが、解析による粒径算出ではそれを考慮していないことが原因であると言える。以上より、本研究の粒径算出手法は液滴衝突が生じる範囲で多孔スワールインジェクタの平均粒径を予測可能であることが分かった。



(a) Single orifice



(b) Three orifices

Fig. 3.19 Comparison of measured SMD and calculated mean droplet diameter with eqs. (3-17) or (3-19) in (a) a single orifice and (b) three orifices. The present results are in good agreement with the measured SMD of the single orifice. However, the present results of the three orifices have a gap from measurements at a low injection pressure condition because liquid film collision is not modeled in our study.

3.5 結言

PFI ガソリンエンジンでは吸気ポート内で空気と微粒化した燃料を混合することで、燃焼効率の改善が可能であることから、PFI エンジン用の燃料インジェクタには高い微粒化性能が求められている。本研究は燃料の微粒化と噴霧形状制御の両立を可能とする多孔スワールインジェクタの開発に関して、実験による噴霧の可視化、平均粒径の測定、および数値解析によるインジェクタ先端のノズル内流動の検討により、多孔スワールインジェクタ特有の噴霧の微粒化現象を明らかにした。さらに、これらの知見を基に、数値解析と粒径予測式を用いて噴霧の平均粒径を簡易に算出する手法を提案した。本研究で得られた主な結果は以下の通りである。

(1) スワールインジェクタを多孔化すると、噴霧同士の干渉が生じる。燃料が液膜の状態で干渉した場合は SMD が悪化する。一方で燃料が液滴の状態で干渉した場合は、本研究の実験条件では SMD の変化は小さい。これは、噴霧中の液膜が衝突した場合は合体して大きな液滴が生成されるが、液滴の状態で噴霧が干渉した場合は、液滴が衝突しても液滴同士が結合したままになりにくく、粒径への影響が小さかったためである。

(2) インジェクタ先端のノズル内部の気液二相流の数値解析を実施し、ノズル内部流れの観点から、スワールインジェクタの多孔化が粒径に与える影響について検討した。解析結果から、局所的な旋回速度が膜厚形成に影響していること、また、多孔化すると噴射差圧によらず液膜厚さが薄くなっていることが明らかとなった。これは多孔化によって各孔あたりの流量が低下したことが原因である。噴霧が液滴で干渉している場合は、この影響により、単孔よりも多孔スワールインジェクタの SMD が小さくなることが分かった。

(3) 円錐状の噴霧における液膜の分裂長さを考慮した粒径算出手法を構築した。算出結果と実験結果を比較すると、多孔の低压側では解析結果と実験結果の差異が大きいが、単孔の場合、および多孔の高压側（噴霧が液滴状態で干渉する場合）においては粒径の算出値は SMD の測定結果とよく一致した。これは液膜の合体の影響を粒径算出手法では考慮していないためである。よって本研究の粒径算出手法は液膜干渉をしていない場合は SMD を予測可能であることが分かった。

製品としての多孔スワールインジェクタの開発においては噴霧の粒径が重要な指標となる。本研究の結果から、粒径の小さい噴霧を得るためには、噴霧の液膜干渉は避けるべきであることが明らかとなった。本研究で提案した粒径算出手法は液膜干渉を考慮していないが、実際には液膜干渉をさせないことを前提として噴射条件やノズル形状の最適化を実施することになるため、提案した手法は製品開発において十分利用できるものである。

参考文献

- [1] Samenfink, W., Albrodt, H., Frank, M., Gesk, M. and Melsheimer, A., Strategies to reduce HC-emissions during the cold starting of a port fuel injected gasoline engine, SAE Technical Paper (2003), 2003-01-0627.
- [2] Tani, Y., Mori, Y. and Mochizuki, K., Multiple-hole nozzle atomization for SI engines, SAE Paper(1999), 1999-01-0564.
- [3] Rizk, N. K. and Lefebvre, A.H., Internal flow characteristics of simplex swirl atomizers, Journal of Propulsion and Power, Vol. 1, No. 3 (1985), pp. 193-199.
- [4] Inamura, T., Tamura, H. and Sakamoto, H., Characteristics of liquid film and spray injected from swirl coaxial injector, Journal of Propulsion and Power, Vol. 19, No. 4 (2003), pp. 632-639.
- [5] 谷泰臣, 岡本敦哉, 稲垣英人, 鈴木孝司, 多孔型プレートノズルにおける中空円錐噴霧の形成, 第11回微粒化シンポジウム(2002), pp. 94-97.
- [6] Tani, Y., Iwamoto, M., Suzuki, T. and Inoue, Y., Multiple hollow-cone-like spray formation by controlling internal flow of multiple hole nozzles, Proceedings of ICLASS-2006 (2006), ICLASS06-068.
- [7] Yasukawa, Y. and Okamoto, Y., Fine atomization and low penetration fuel spray by using a multi-swirl nozzle for automobile engines, Proceedings of FEDSM2007 (2007), FEDSM2007-37013.
- [8] Yasukawa, Y., Okamoto, Y., Kobayashi, N., Saito, T. and Saruwatari, M., Multi-swirl type injector for port fuel injection gasoline engines, SAE Technical Paper (2014), 2014-01-1436.
- [9] 小林清志, 渦巻き噴射弁の微粒化特性 (第4報 液体の性質が噴霧角および粒径に及ぼす影響), 日本機械学会論文集, Vol. 19, No. 80 (1953), pp. 64-68.
- [10] Befrui, B. and D'Onofrio, M., Primary atomization of a GDI multi-hole plume using VOF-LES method, SAE Technical Paper (2014), 2014-01-1125.
- [11] Ishii, E., Ishikawa, M., Sukegawa, Y. and Yamada, H., Secondary-drop-breakup simulation integrated with fuel-breakup simulation near injector outlet, Journal of Fluids Engineering., Vol. 133 (2011).
- [12] Hardalupas, Y. and Whitelaw, J. H., Interaction between sprays from multiple coaxial airblast atomizers, Journal of Fluids Engineering, Vol. 118 (1996), pp. 762-771.
- [13] Qian, J. and Law, C. K., Regimes of coalescence and separation in droplet collision, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 331 (1997), pp. 59-80.
- [14] Rizk, N. K. and Lefebvre, A.H., Influence of liquid film thickness on airblast atomization, Journal of Engineering for Power, Vol. 102, No.3 (1980), pp. 706-710.
- [15] Brackbill, J. U., Kothe, D.B. and Zemach, C., A continuum method for modeling surface tension, Journal of Computational Physics, Vol. 100 (1992), pp. 335-354.
- [16] Miyamoto, T., Kobayashi, T. and Matsumoto, Y., Structure of sprays from an air-assist hollow-cone injector, SAE Technical Paper (1996), 960771.

- [17] Han, Z., Parrish, S., Farrell, V. P. and Reitz, D. R., Modeling atomization processes of pressure-swirl hollow-cone fuel sprays, *Atomization and Sprays*, Vol. 7 (1997), pp. 663-684.
- [18] Clark, C. J. and Dombrowski, N., Aerodynamic instability and disintegration of inviscid liquid sheets, *Proceedings of the Royal Society of London A*, Vol. 329 (1972), pp. 467-478.

第4章

ガソリン直噴エンジン用インジェクタへの二相流解析の適用

4.1 緒言

近年，自動車用エンジンの排出ガス規制の強化により，排出ガス中に含まれる粒子状物質 (PM: Particulate Matter) の低減が求められている．PM の排出原因は燃焼室内で局所的に生じる，濃度の高い混合気での不完全燃焼である．ガソリン直噴エンジンではインジェクタを用いて燃焼室内に燃料を直接噴射するため，あらかじめ空気と燃料を混合させて燃焼室に燃料を供給するポート噴射エンジンと比較して，燃料の気化時間が短い．そのため，混合気が不均一になったり，気化しきれなかった燃料が燃焼室壁面に付着したりすることがある．壁面に付着した燃料が気化すると燃料濃度の高い領域が発生し，不完全燃焼が生じる[1][2]．燃料と空気の混合促進や，壁面への燃料付着低減には，狙った位置に適切な量の燃料を噴射する必要があり，インジェクタによる噴霧形状制御が重要となる．

インジェクタの開発においては，燃料の出口であるインジェクタ先端のノズル形状の設計が重要であり，ノズル形状について検討した研究が多く報告されている．Hellmann らは噴孔形状と噴孔下流の拡大部形状(Counter bore)について，噴霧の噴射角度と乱流運動エネルギーが大きくなるように，遺伝的アルゴリズムによる自動最適化を用いた検討を行っている[3]．Kevric らはポート噴射エンジン用のインジェクタの噴孔形状に関して，最適なテーパ噴孔，および噴霧形状とすることで，微粒化性能が向上し，排気性能が改善されることを示している[4]．Knorsch らは Particle Number (PN) の低減を目的として，インジェクタ先端への燃料付着低減と適切な噴霧のペネトレーションを両立する噴孔形状と噴孔下流の拡大部形状の検討を行っている[5]．これらのノズル形状の検討に加えて，ノズル上流における弁挙動が噴霧に及ぼす影響が近年注目されている．特に，開閉弁や弁体軸のずれ（偏心）による振動（以下，弁振動と呼ぶ）が，ノズル内の流れ場や噴霧へ及ぼす影響に関する研究が盛んである．例えば，Duke らはディーゼルエンジン用インジェクタ先端の X 線撮影により，閉弁時にノズル内でキャビテーションが発生する現象について検討している[6]．さらに，X 線撮影により，開閉弁挙動だけでなく，弁振動挙動や，詳細なインジェクタのノズル形状を測定し，流量変化

や噴霧挙動との相関についても検討している[7]. 測定された弁体の偏心量は最大 $4\ \mu\text{m}$ 程度 (弁体とガイドの隙間程度) であり, 弁体の偏心が噴射流量に影響を及ぼす可能性を示唆している. Shoji はディーゼル噴霧のサイクル間における噴霧角度のばらつきの要因が, 弁体の偏心による sac 内部の流れ場の偏りであることを実験的に明らかにしている[8]. Xue らや Battistoni らは X 線撮影によって測定された弁変位を弁挙動として境界条件に与えて単孔および多孔ノズル内流動の数値解析を実施し, 開閉弁や弁振動がノズル内部の流れ場に与える影響を明らかにしている[9][10][11]. Baldwin らは弁挙動を伴う数値解析により, ノズル内の複雑な渦流れによって string flash-boiling や, 質量流量や噴霧角の変動が生じていることを明らかにしている[12]. しかしながら流量や噴霧に対する弁振動の明確な影響は見られず, その原因として, 弁体と壁面の微小な隙間の考慮や, 解析で用いた偏心量の検討が不十分であったことを挙げている. Ishii らは粒子法を用いた液滴の分裂挙動解析により, 弁振動が噴孔出口近傍の液滴挙動に与える影響について明らかにしている[13].

以上のように開閉弁や弁振動に関する研究は多いが, 弁体の中心軸がインジェクタ本体の中心軸に対して一定方向にずれた状態 (以下, 弁偏心と呼ぶ) が噴霧に及ぼす影響について検討した例は少ない. 実際には, 開閉弁時において弁体の中心軸は必ずしもインジェクタ本体の中心軸とは一致していないと考えられる. また, ガソリン直噴エンジンで使用されるマルチホールタイプのインジェクタでは, 各噴孔の噴霧ごとに, 着火や, 燃料と空気の混合などの役割があるため, 各噴孔の噴射方向はそれぞれ異なる. そのため, 弁が偏心した場合は偏心量に加えて偏心方向も噴霧に影響を及ぼすと考えられる. そこで本研究では, 弁偏心が噴霧に及ぼす影響を数値的に検討するため, まず弁偏心を考慮したインジェクタノズル内の燃料流動から噴霧までの一貫解析手法を構築した. 解析対象であるインジェクタノズルと噴霧は考慮すべき長さスケールが大きく異なることから, 両者を同時に計算することは実用上解析コストが問題となる. これに対し, 界面追跡法と Lagrange 法を組み合わせた解析手法により, 低い解析コストでノズル内流動から噴霧までの一貫解析を可能とした. 構築した解析手法を用いて, 弁偏心の有無や, 偏心方向, 偏心量が, インジェクタノズル内の流動と噴霧形状, 特に噴霧の噴射方向とペネトレーションに及ぼす影響について検討した.

4.2 解析手法

ノズル内部流の解析には STAR-CCM+ v10.02 を用い、Volume of Fluid (VOF)法による 3 次元の非定常混相流解析を行った[14]。流れの支配方程式として、連続の式と Navier-Stokes 方程式は次式で定義される。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \mathbf{u} = 0 \quad (4-1)$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \otimes \mathbf{u}) = -\nabla p + \mu \nabla^2 \mathbf{u} + \mathbf{F} \quad (4-2)$$

\mathbf{u} は速度, t は時間, ρ は密度, p は圧力, μ は粘性係数, \mathbf{F} は体積力である。本研究では Schnerr-Sauer のキャビテーションモデル[15]を用いて気泡の成長を計算することで、液相と蒸気相の相変化を考慮している。そのため、式(4-3)に示す各相 i の体積分率 α_i の輸送方程式を解いた後、各体積分率は式(4-4)を満たすように修正される。

$$\frac{\partial \alpha_i}{\partial t} + \nabla \cdot \alpha_i \mathbf{u} = \frac{\dot{m}_i}{\rho_i} - \frac{\alpha_i}{\rho_i} \frac{D\rho_i}{Dt} \quad (4-3)$$

$$\sum_i \alpha_i = 1 \quad (4-4)$$

\dot{m}_i は各相の単位体積あたりの質量移動速度である。密度と粘性係数は次式より定義される。

$$\rho = \sum_i \alpha_i \rho_i \quad (4-5)$$

$$\mu = \sum_i \alpha_i \mu_i \quad (4-6)$$

液相と蒸気相では圧縮性を考慮するために、蒸気相の密度は理想気体の状態方程式から、液相はバロトロピック流体を仮定し次式で密度を与えた。

$$\rho_l = \rho_{l,0} + \frac{p - p_0}{c^2} \quad (4-7)$$

$\rho_{l,0}$ は大気圧 p_0 における液相の基準密度, c は音速である。温度は常に一定であるとした。また、気液界面を鮮明にするために High-Resolution Interface-Capturing scheme (HRIC)を用いている[16]。乱流モデルは Reynolds-Averaged Navier Stokes (RANS)の realizable k - ϵ モデルを用いた。

噴霧解析には OpenFOAM®の離散粒子モデル(Discrete Droplet Model; DDM)を用いた[17]。

DDM は状態量の等しい液滴群をパーセルと呼ばれる代表粒子としてラグランジュ的に追跡する手法であり，周囲の空気流動も考慮される．以下に代表粒子の支配方程式である質量方程式，運動方程式，エネルギー方程式を示す．

$$\frac{dm_l}{dt} = -\dot{m}_{evap} \quad (4-8)$$

$$m_l \frac{d\mathbf{u}_l}{dt} = -\frac{1}{8} \rho C_D |\mathbf{u}_l - \mathbf{u}_g| (\mathbf{u}_l - \mathbf{u}_g) \pi d^2 + m_l \mathbf{g} \quad (4-9)$$

$$m_l C_{p,l} \frac{dT_l}{dt} = -m_l C_{p,l} S - \dot{m}_{evap} H \quad (4-10)$$

m_l は粒子の質量， \dot{m}_{evap} は蒸発速度， \mathbf{u}_l は粒子の速度， \mathbf{u}_g は気相の速度， d は粒径， \mathbf{g} は重力加速度， C_p は粒子の比熱， T_l は粒子の温度， S は粒子周りの強制対流熱伝達における単位時間当たりの温度差， H は蒸発潜熱である． C_D は抵抗係数であり，次式で与える．

$$C_D = \frac{24}{Re} \left(1 + \frac{1}{6} Re^{\frac{2}{3}} \right) \quad (Re \leq 1000 \text{ の場合}) \quad (4-11)$$

$$C_D = 0.424 \quad (Re > 1000 \text{ の場合}) \quad (4-12)$$

$$Re = \frac{\rho d |\mathbf{u}_l - \mathbf{u}_g|}{\mu} \quad (4-13)$$

噴射された液滴の分裂モデルには，Kelvin-Helmholtz (KH) 不安定と Raleigh-Taylor (RT) 不安定による液滴の分裂を考慮した Rietz-KHRT model を用いた[18]．パーセルに与える粒径の初期分布は次式に示す拔山・棚澤の式を用いて与えた[19]．

$$\frac{dw}{w} = \left(\frac{x}{\bar{x}} \right)^n \exp \left[-n \left(\frac{x}{\bar{x}} \right) \right] d \left(\frac{x}{\bar{x}} \right) \quad (4-14)$$

ここで， w は質量， x は粒径である． \bar{x} は平均粒径であり，位相ドップラ法による計測で得られた平均粒径値を与えた． n は定数であり，測定した粒径分布と合うように 8 とした．空気流動解析は圧縮性を考慮し，乱流モデルは RANS の標準 k - ϵ モデルを用いた．

図 4.1 にノズル内部流動から噴霧までの一貫解析の概要を示す．解析対象としたインジェクタは 6 孔のマルチホールである．各噴孔は傾斜方向が異なるため，1 から 6 の噴孔番号を付けており，Hole 2 と Hole 6，Hole 3 と Hole 5 は yz 面に対して対称な形状となっている．インジェクタの中心軸に対する噴孔の傾き（噴孔傾斜角度 θ ）が，Hole 1, 2, 6 は $\text{Hole 1} < \text{Hole 2} = \text{Hole 6} \leq 27^\circ$ ，Hole 3, 4, 5 は $27^\circ < \text{Hole 4} < \text{Hole 3} = \text{Hole 5} \leq 44^\circ$ となっており，Hole 1 と Hole 4 は半径方向に噴孔が傾斜しているが，それ以外の噴孔は半径方向に対して周方向にも角度

を持つ．各噴孔の噴孔長さと噴孔径の比は 1.52 である．

Step 1 ではノズル内部の流動解析を実施する．メッシュにポリヘドラルメッシュを用い，特にシート部から噴孔近傍にかけてメッシュを細かくした．セル数は開弁状態で約 44 万である．本研究では開閉弁および弁偏心の影響を詳細に解析するため，弁体の移動に伴いリメッシュを実施した．弁挙動を解析で求めるためには解析領域が非常に大きくなり解析負荷が非常に高くなってしまふことから，本研究では実際に測定した弁挙動データを用いることとした．弁偏心は $+x$, $+y$, $-y$ の三方向とした．弁体が弁座壁面に近づくとシート部の隙間が小さくなるため，隙間を十分に解像できるように，リメッシュ時にメッシュサイズを制御している．解析の都合上，弁体と弁座壁面の隙間は $0.5 \mu\text{m}$ を下限とし，接触はしないものとした．流入境界は 10 MPa (ゲージ圧)，流出境界は大気圧で圧力一定，壁面境界は滑りなし条件とした．

Step 2 では，ノズル内部流動の解析後，各噴孔出口断面の速度と，液相の体積分率の分布の時系列データを，DDM による噴霧解析の流入条件として与える．まずノズル内流動解析からパーセルの噴射タイミングごとの噴射量を算出する．次に噴射する全パーセル数を任意に決定し，パーセルの質量は全て同じであると仮定して，各噴射タイミングで噴射するパーセル数を噴射量から決定する．パーセルの初期位置は各噴孔出口面にランダムに配置する．図 4.2 はパーセルへのサンプリング手法について説明した図である．流入条件としてパーセルが持つ物理量 X_i は，噴孔出口断面に射影されたセル中心における物理量 x_j を用いて，次式により与えた．

$$X_i = \frac{\sum_{j(l_j \leq R)} (R - l_j) x_j}{\sum_{j(l_j \leq R)} (R - l_j)} \quad (4-15)$$

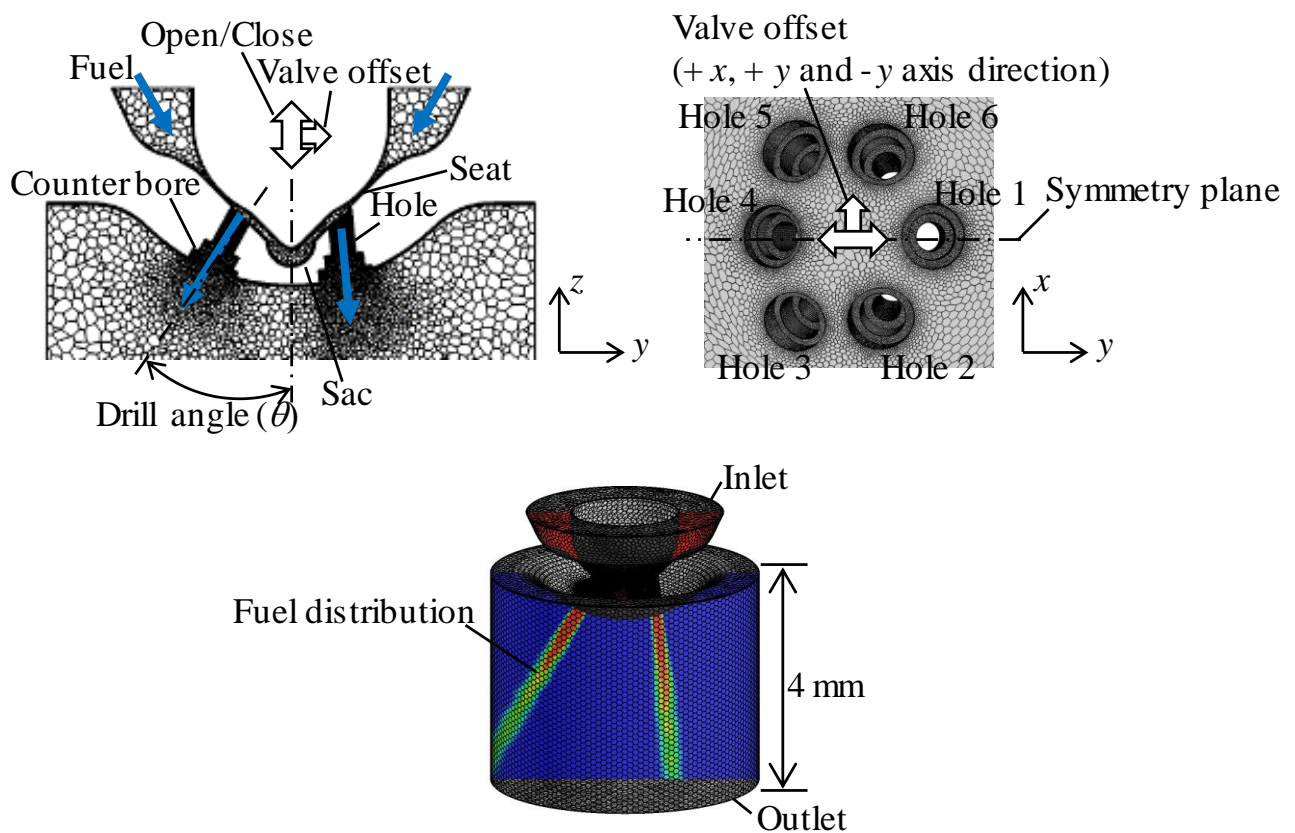
$$R = 1.5 \times \min(l_j) \quad (4-16)$$

l_j はセル中心とパーセルの距離， R はパーセルを中心としたサンプリング範囲の半径である．添え字の i はパーセル番号， j はセル番号である．本研究ではパーセルごとに最小の l_j の 1.5 倍を R とし，半径 R の円内に位置するセル中心値の物理量 x_j を用いて式(4-15)から各パーセルの物理量 X_i を与えた．サンプリングする物理量は液相の体積分率と，液相の速度（速度と液相の体積分率の積）とした．液相の体積分率が 0.5 以下となるパーセルは噴射しないこととした．

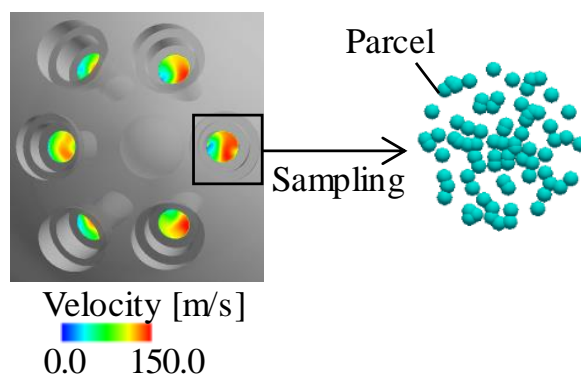
Step 3 では噴霧解析を実施する．解析領域は一辺が 100 mm の立方体とし，メッシュは $200 \times 200 \times 200$ (一辺 0.5 mm) の直交格子とした．解析領域の境界はすべて壁面であるとし，Step 2 で得られた各噴孔に対応する噴射点を解析領域上面の中央部に設定し， $100 \mu\text{s}$ 毎にパーセルを噴射するとした．噴射するパーセル数は全部で 100000 とした．初期条件は比較する実験条件と同一となるように静止流体とした．

図 4.3 に燃料噴射中の弁挙動を測定するための装置を示す．弁の変位は $\phi 1.0 \text{ mm}$ 以下の細径レーザーと高感度変位計により測定される．本装置を使用して測定した開閉弁時の変位を，解析に適用するために閉弁時の値が 0 となるように修正したものと，弁偏心の変位を図 4.4 に

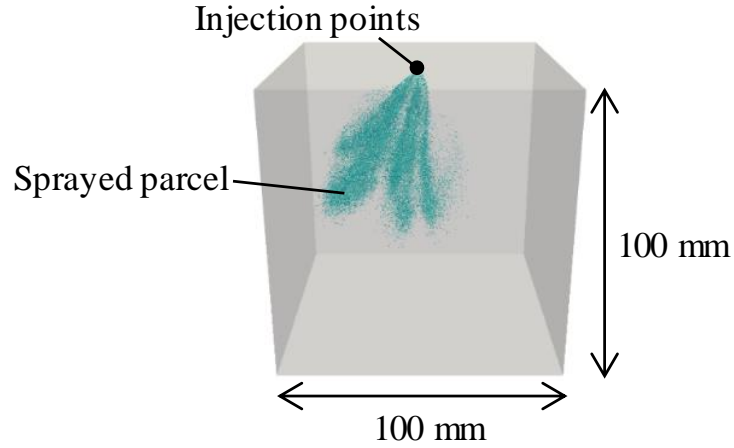
示す。縦軸は弁体の変位をフルリフト量で無次元化した値、横軸はインジェクタへの通電開始時を 0 とした時間である。弁偏心の変位として、 $+x$ 方向にフルリフトの 12%と 6%の偏心量、 $+y$ と $-y$ 方向に 12%の偏心量を与え、偏心なしを含めて全 5 ケースの解析を実施した。偏心量に関しては、Duke らは X 線を用いた弁挙動の測定により、弁体とそのガイドまでの距離が最大偏心量となる可能性を指摘している[7]。そこで本研究では検討対象としたインジェクタの弁体とガイドの隙間距離(12%)と、さらにその半分の距離(6%)を偏心量として設定した。図 4.1 に示したように、偏心方向である $+x$ 方向はノズル構造の対称面である yz 面に対して垂直、 $\pm y$ 方向は yz 面に対して平行となっている。以降では各解析ケースは偏心方向($+x, +y, -y$)と偏心量(6%, 12%)の組み合わせで記載する。表 4.1 に解析に用いた物性値を示す。燃料は *n*-heptane を用い、空気中に噴射するとした。



(a) Step 1: Inner nozzle flow simulation with valve motion



(b) Step 2: Data sampling at hole outlets



(c) Step 3: Spray simulation

Fig. 4.1 Procedure of inner nozzle flow and spray simulation. Step 1 is inner nozzle flow simulation using VOF method with valve motion. Step 2 is definition of parcel inlet condition from inner flow simulation results at hole outlets. Step 3 is spray simulation using DDM.

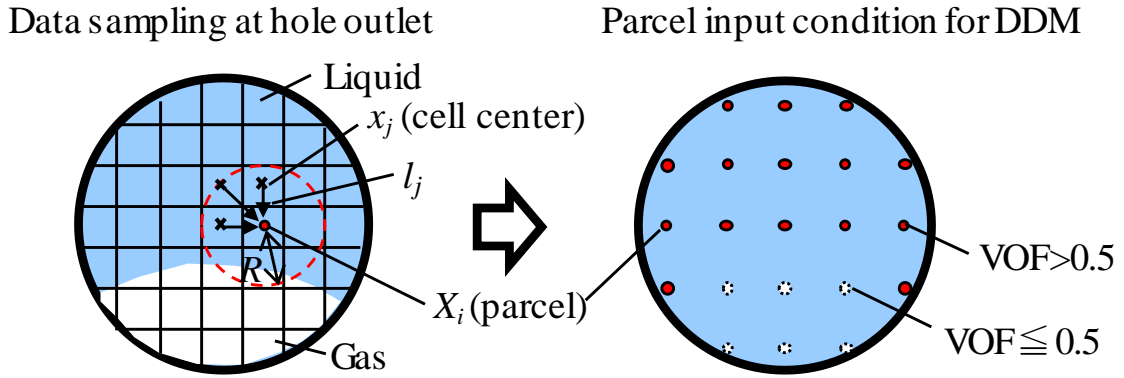


Fig. 4.2 Schematic image of sampling method in Step 2. Velocity and liquid volume fraction (x_j) at hole outlet are sampled inside the circle of radius R defined by Eq. (4-16). Parcel physical values (X_j) at injection points are defined by Eq. (4-15).

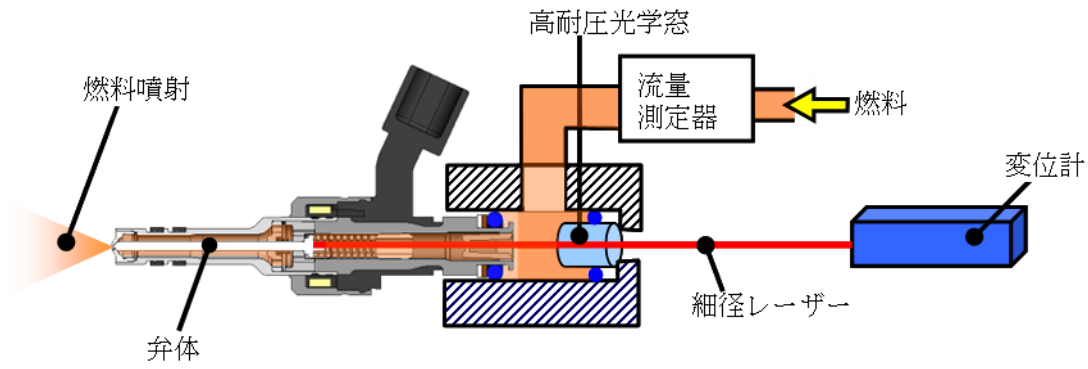


Fig. 4.3 Experimental apparatus of measuring valve motion.

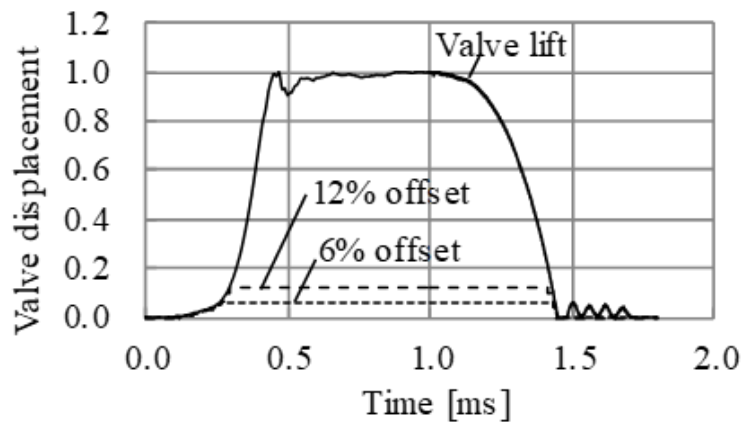


Fig. 4.4 Valve motion profiles (lift and offset) versus time after electrical start of injection.

Table 4.1 Fuel and air properties

<i>n</i> -heptane (liquid)	Density	678 kg/m ³ ($\rho_{l,0}$)
	Viscosity	3.92×10^{-4} Pa·s
<i>n</i> -heptane (vapor)	Density	Ideal gas
	Viscosity	1.01×10^{-4} Pa·s
Air (gas)	Density	1.18 kg/m ³
	Viscosity	1.86×10^{-5} Pa·s
Temperature		298 K
Saturation pressure		6102 Pa
Surface tension		0.02 N/m
Contact angle		$\pi/2$ rad.

4.3 解析手法の検証

解析結果の妥当性を検証するため、噴霧外観、噴霧の断層、液相のペネトレーションについて、実験結果と比較した。実験における弁偏心の有無の測定は困難なために弁偏心の有無は不明であるが、解析は弁偏心無しの弁挙動を用いた。実験では解析と同条件で静止流体中に噴射した噴霧を測定した。

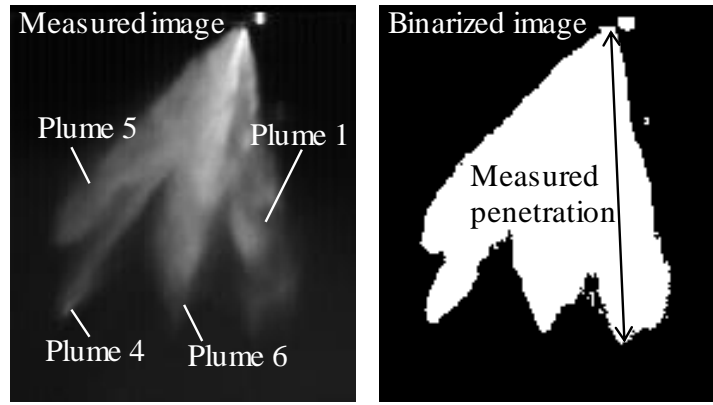
まず噴霧解析に用いるメッシュの格子幅と、噴射されるパーセル数が噴霧解析に与える影響を確認するため、液相のペネトレーションを比較した結果を図 4.5 に示す。本研究では、ペネトレーションはインジェクタ先端から液相噴霧の先端までの噴射方向長さであると定義した。実験では図 4.5 (a)のように噴霧撮影画像を二値化して二次元的にインジェクタ先端から噴霧先端までの距離を測定した後、各噴霧の質量中心位置を用いて三次元空間の距離に修正している。ここで、Hole 1 からの噴霧を Plume 1, Hole 2 からの噴霧を Plume 2 のように、噴孔番号と対応するように各噴霧名を定義している。解析では、任意の時間における噴射量の 98%が到達した位置を液相噴霧の先端としてペネトレーションを算出している。98%とした理由は、解析誤差によって過剰な速度で飛散するパーセルが存在する場合に、ペネトレーションとして考慮しないようにするためである。図 4.5 (b)はパーセル数を 100000 とし格子幅を 0.5 mm, 1.0 mm, 2.0 mm と変更, (c)は格子幅を 0.5 mm としパーセル数を 50000, 100000, 200000 と変更して検討した結果である。格子幅が大きいほど数値拡散によって速度が低下してしまうために、ペネトレーションは短くなる傾向を示しており、0.5 mm で実験結果と良く一致した。一方、パーセル数の影響は小さかった。以上から、本研究では格子幅は 0.5 mm, 噴射するパーセル数は 100000 とした。

噴霧外観を撮影した画像と噴霧解析結果を比較したものを図 4.6 に示す。噴霧は解析と同様に静止流体中に噴射するものとし、インジェクタへの通電開始から 1.0 ms 後に撮影した。(a)は+ y 側, (b)は+ x 側から見た噴霧外観, (c)は+ x 側から長距離顕微鏡を用いてインジェクタ先端を拡大撮影したものである。解析ではパーセルの大きさを粒径, パーセルの色を噴孔番号として表している。図 4.6 (a), (b)より実験と解析の噴霧外観を比較すると、噴霧角度や各噴孔の噴霧の噴射方向、噴霧の到達位置はよく一致していることが確認できる。図 4.6 (c)のインジェクタ先端近傍では、パーセルの個数が少ないために噴霧間の隙間が大きい、噴孔直下で噴霧される方向は一致している。

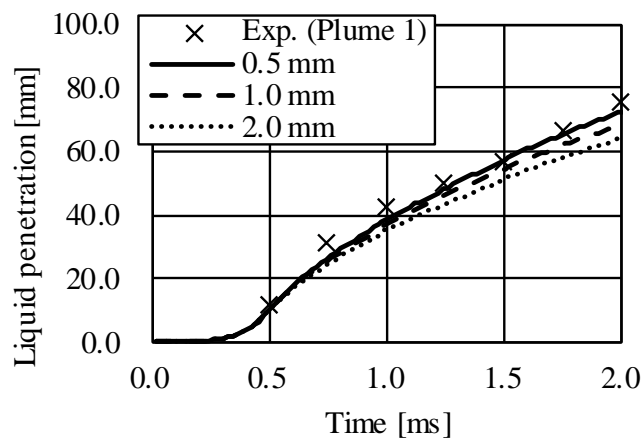
図 4.7 は噴霧の断層から各噴孔の噴霧の質量中心位置を算出した結果である。実験ではシートレーザーを用いてインジェクタの先端の 30 mm 下の噴霧の断層を可視化し、撮影画像の輝度の大きさと燃料量が比例すると仮定して、質量中心位置を算出している。解析ではインジェクタ先端の 29.5 mm から 30.5 mm の間に含まれるパーセルを、十分なデータ数を得るために 0.02 ms 毎に抽出し、通電開始後 1.0 ms から 1.5 ms までの間に抽出された全パーセルの質量中心位置を算出している。結果として図 4.7 (a)に示すように、解析による噴霧の断層から、質量中心位置が得られる。図 4.7 (b)は実験と解析の比較であり、Plume 3, 4, 5 は良く一致している。Plume 1, 2, 6 はやや- y 方向に寄る傾向が見られた。各質量中心の平均誤差は 2.0 mm 程度であった。

図 4.8 は各噴孔の液相のペネトレーションを比較したものである。実験と解析を比較する

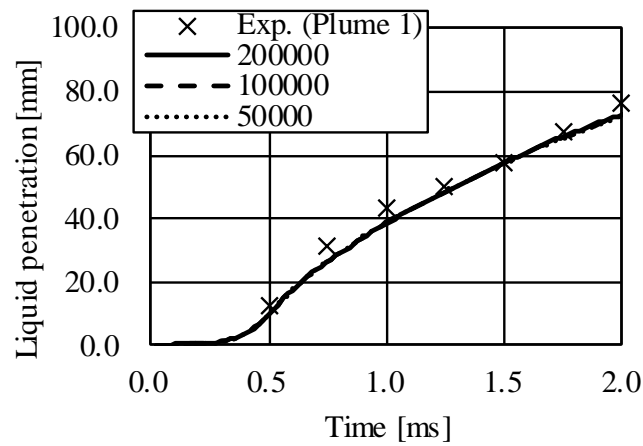
と，開弁直後から 0.4 ms あたりまでリフト量が小さいためにペネトレーションの伸びが遅れる挙動が捉えられており，開弁に伴うグラフの立ち上がりは良く一致している．ノズル内部流の解析で弁挙動を考慮することで，噴霧の噴射速度の変化を精度良く予測できていることが分かる．さらに，噴射途中からペネトレーションの伸びが減衰している様子も一致している．以上より，本研究のノズル内部から噴霧までの一貫解析では，各噴孔の流量や噴霧形状の定性的な傾向は捉えており，弁偏心によるノズル内部流動と噴霧形状の変化の検討には使用できると考えられる．



(a)



(b)



(c)

Fig. 4.5 (a) Measured image and binarized image of spray in measuring liquid penetration. Liquid penetration is defined by distance between injector tip and plume tip. Effects of (b) grid size and (c) the number of parcels are validated by comparing measured liquid penetration of Plume 1. The results shows that penetration becomes shorter when the coarse grids are used. Grid size of 0.5 mm and the number of 100000 parcels are applied in this study.

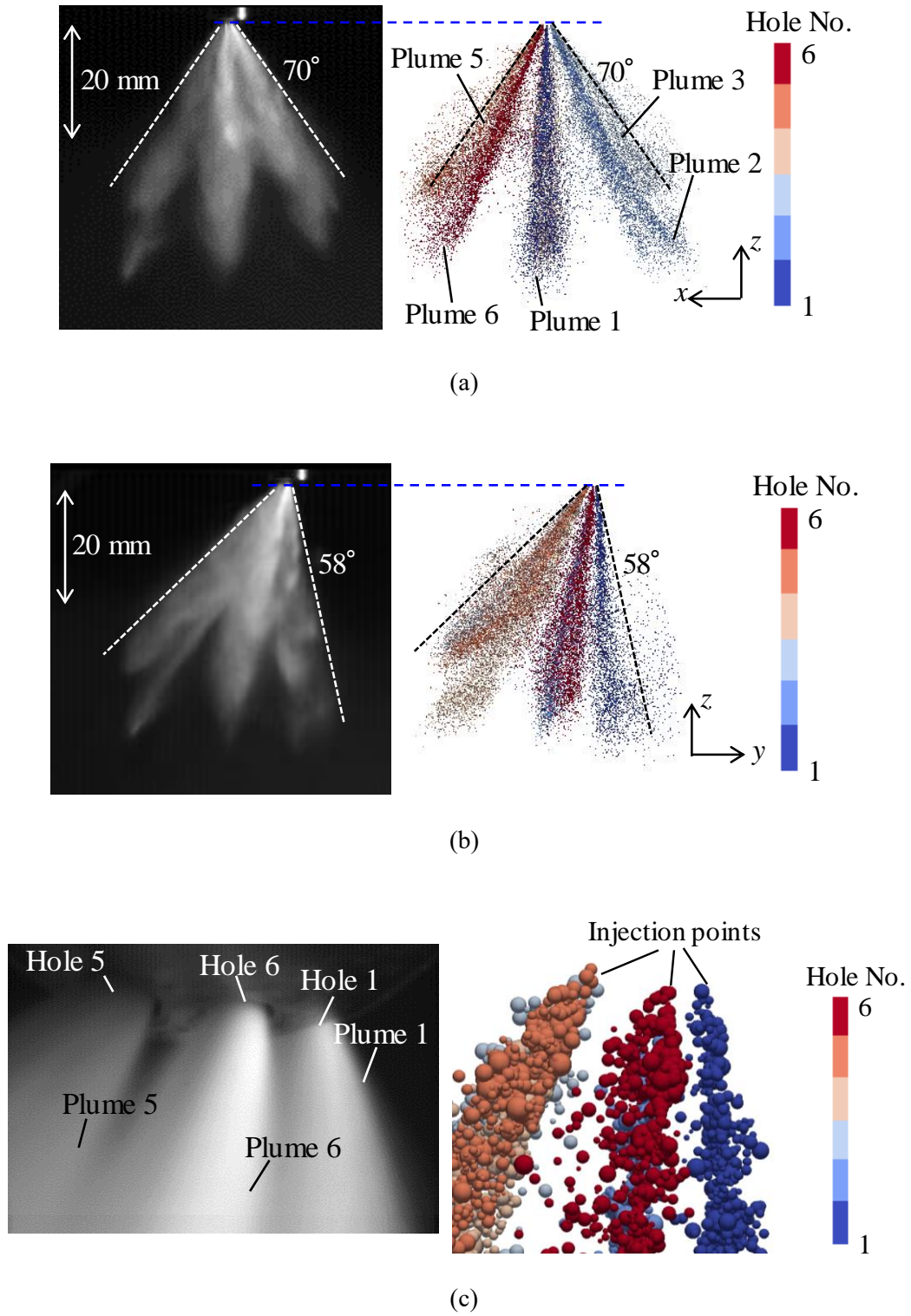
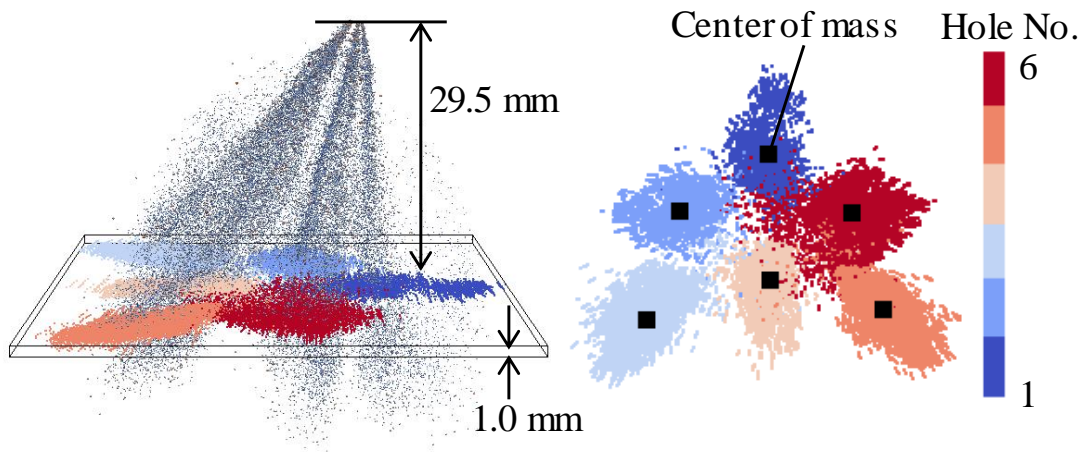
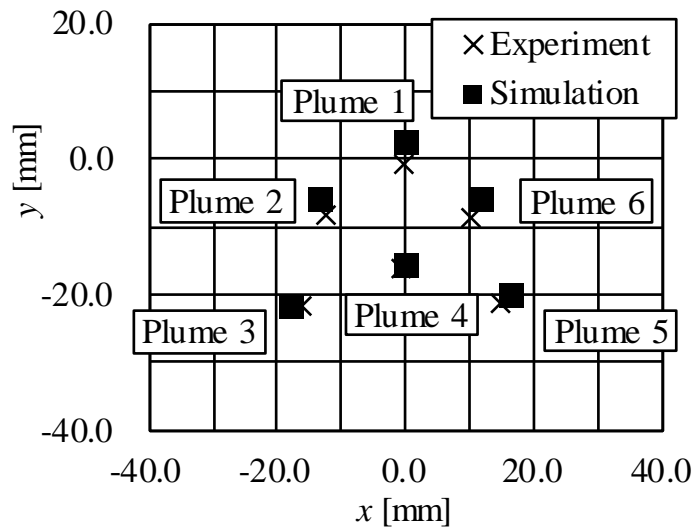


Fig. 4.6 Comparison of simulated spray behavior images with measured one at 1.0 ms. (a) Front view, (b) side view of macroscopic spray behavior, and (c) enlarged view around injector tip. Simulated spray shape agrees well with measured one.

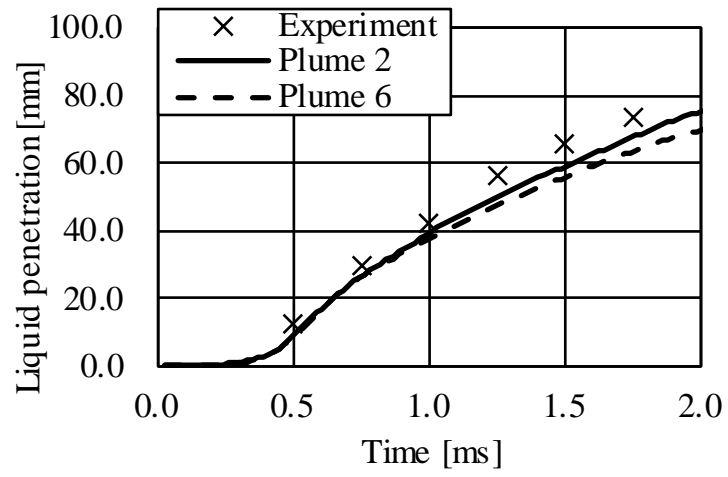


(a)

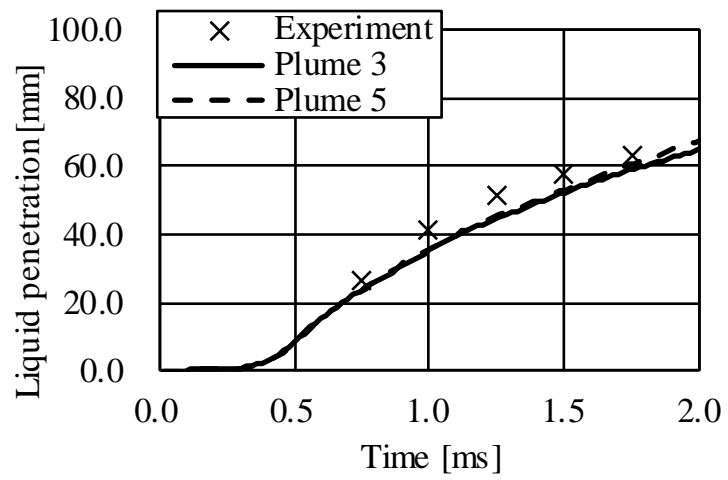


(b)

Fig. 4.7 (a) Simulated footprint of spray and centers of mass. (b) Comparison of simulated centers of mass with measured ones. Simulated center of mass is defined in a region where thickness is 1.0 mm and distance below injector tip is 29.5 mm. Simulation results quantitatively agree well with measured ones.



(a)



(b)

Fig. 4.8 Comparison of simulated liquid penetration measured ones; (a) Plume 2 and 6, and (b) Plume 3 and 5. Gradients of lines agree well with the measured ones.

4.4 解析結果と考察

4.4.1 ノズル内部流動への影響

本節では弁偏心の有無や、偏心方向、偏心量が、インジェクタノズル内の流動と、噴霧の噴射方向、液相のペネトレーションに及ぼす影響について検討した。本項ではまずノズル内の流動について検討した結果を示す。

弁偏心による流量の変化を確認するため、図 4.9 では弁偏心の有無における流量変化を比較した。横軸は時間、縦軸は流入境界で取得した流量 Q を、弁偏心無しにおける 0.6 ms から 1.0 ms までの流量の平均値 Q_0 で無次元化した値である。弁偏心した場合、開弁終了時($\sim 0.5\text{ ms}$)や閉弁開始時($1.0\text{ ms} \sim$)にはシート部近傍で狭小部が生じるために圧力損失が増加して流量がやや小さくなっているものの、定量的には弁挙動の影響は小さい。これは弁偏心した場合でも流量に影響が大きいシート部の最小流路断面積は変わらないためである。

上記のように弁偏心による流量への影響は小さいが、流路形状は変化するため、ノズル内部流動は影響されると推測される。そこで、図 4.10 に示す yz 断面における速度分布と、噴孔近傍の A-A 断面における速度ベクトルから流れ場について検討した。図は通電開始後 0.8 ms の結果である。A-A 断面で示すように、(a)の弁偏心無しの場合は sac 近傍で非定常な流れが見られたが、(b)の $+x$ 方向や(c)の $+y$ 方向の弁偏心では、実線矢印で示すように、常に弁偏心方向に向かう流れが見られた。これは、弁が偏心することで弁偏心側のシート部が狭くなり噴孔へのシート側からの流れ込みが減少したため、sac 側から燃料を供給すべく噴孔上流に一定の流れが生じたと考えられる。 yz 断面の速度分布からも、噴孔上流の流れの変化により、噴孔内の高速領域の形状や、はく離の程度が変化している様子が確認できる。

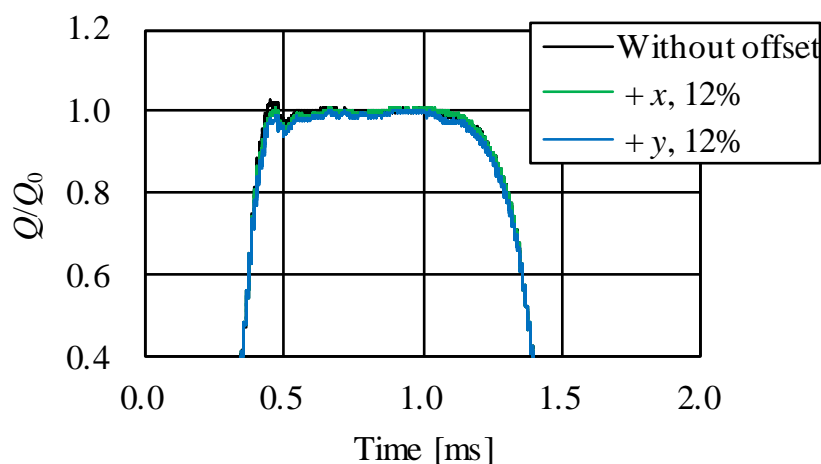
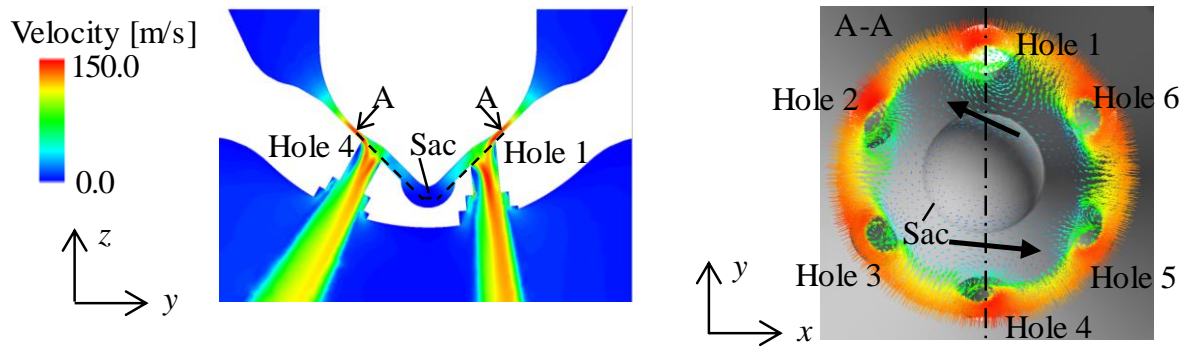
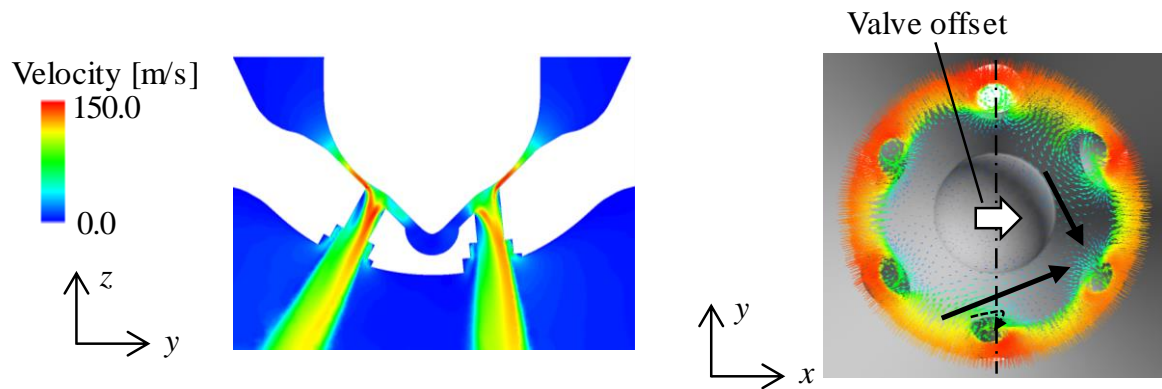


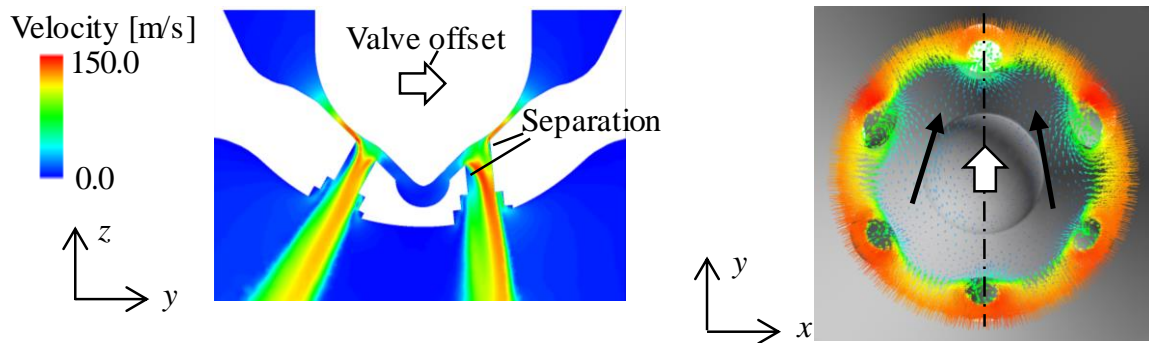
Fig. 4.9 Flow rate with and without valve offset directions. Changes of flow rate with different valve offsets are similar over time.



(a) Wituout offset



(b) $+x$, 12%



(c) $+y$, 12%

Fig. 4.10 Velocity distribution near Hole 1 and Hole 4 in yz -plane and velocity vectors of A-A cross section at 0.8 ms: (a) without valve offset, (b) valve offset of 12% displacement in $+x$ axis direction, and (c) $+y$ axis direction. Solid line arrows indicates flow directions toward valve offset.

4.4.2 噴霧の噴射方向への影響

弁偏心による噴孔内流れ場の変化が、噴霧形状に与える影響を検討した。本研究では噴霧形状の主要な構成要素として噴射方向とペネトレーションに関して検討を行った。本項で噴射方向、次項でペネトレーションの検討結果について述べる。

インジェクタ先端側（+ z 側）から見た噴霧の解析結果を図 4.11 に示す。図中の矢印は弁偏心無しの噴孔ごとの噴霧と比較した噴射方向の変化を示しており、いずれの解析ケースでも噴霧が弁偏心方向の逆向きとなる傾向が見られた。噴霧全体の形状を見ると、 $\pm y$ 方向の弁偏心では yz 面に対する噴霧の対称性が向上しており、 $+x$ 方向の弁偏心では対称性が低下している。 $+y$ 方向に弁偏心した場合、図 4.10 (c)に示したように、噴孔上流において yz 面に平行な流れが生じて流れ場が安定するため、 yz 面に対する噴霧の対称性が改善したと考えられる。 $+x$ 方向の弁偏心では、図 4.10 (b)に示したように、 yz 面を横切る方向の流れが生じたことで、各噴孔への流入量や流入方向に偏りが生じ、噴霧の対称性が低下したと考えられる。

弁偏心した場合に噴霧の噴射方向が弁偏心と逆向きに変化する理由について、図 4.12 に示した Hole 1 の断面の速度ベクトルを用いて説明する。(a)の弁偏心無しの条件では、実線矢印で示すように、シート側と sac 側からの速度ベクトルが噴孔入口の中心部で干渉した後に流入しており、噴孔軸に垂直な速度を低減している。一方で、(b)の $+y$ 方向の弁偏心では、シート側からの流入と比較して sac 側からの流入が広い領域を占めており、噴孔軸に垂直な速度が十分低減されず、sac 側からの流れが噴孔側壁に衝突している。その結果、B'-B'断面の速度ベクトルで示すように壁面に沿った渦流れが生じている。弁偏心方向と反対側（sac 側）に向かう壁面に沿った速度の大きい流れ（図中の点線矢印）により、噴霧が弁偏心とは逆方向に噴射されたと推測される。このように、噴孔上流で弁偏心方向に向かう流れが生じ、噴孔への流れ込みが変化することで、噴射方向が変化していることが分かった。噴射方向の変化は噴孔の長さにも依存すると考えられ、今後更なる検討が必要である。

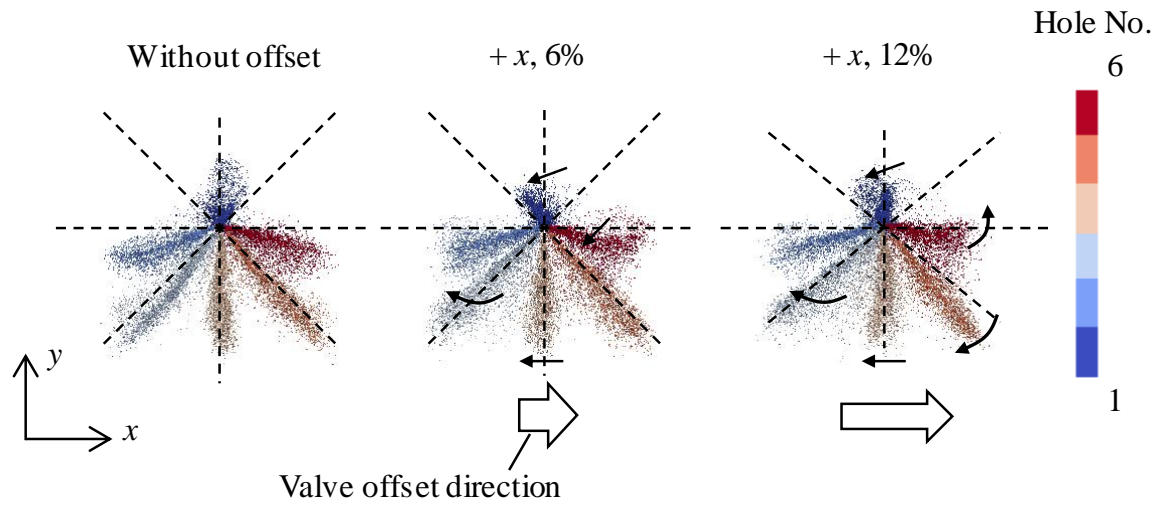
各噴孔の噴霧の噴射方向の変化をより詳細に検討するため、各噴霧の質量中心位置が噴射方向を表しているとして、弁偏心の有無における質量中心位置を比較した。図 4.13 は弁偏心ありの質量中心座標(x_c, y_c)から、弁偏心無しの質量中心座標(x_{c0}, y_{c0})の差をとった値をプロットしており、弁偏心なしに対する質量中心位置の変化量と変化した方向を表している。横軸は x 座標値の差、縦軸は y 座標値の差である。図から、 $+x$ の弁偏心では $-x$ 側、 $+y$ の弁偏心では $-y$ 側、 $-y$ の弁偏心では $+y$ 側に質量中心位置がずれる傾向であった。つまり図 4.11 と同様に、各噴霧の噴射方向は弁偏心方向と逆方向に変化している。 $+x$ 方向の 6%と 12%の結果を比較すると、12%の結果では質量中心位置の変化が大きいことから、弁偏心量が大きいほど噴射方向の変化は大きいことが分かる。また、噴孔傾斜角度の大きい噴孔の噴霧である Plume 3 や Plume 5 のずれが大きかった。

図 4.7 (a)のように平面の噴霧断層から質量中心座標値を定義する場合、噴孔傾斜角度が大きいほど噴射点と噴霧断層までの距離が長くなり、結果として(x_{c0}, y_{c0})と(x_c, y_c)の差が大きくなる。よって図 4.13 の比較では質量中心位置の変化方向や、同じ噴孔からの噴霧同士の比較はできるが、異なる噴孔傾斜角度の噴孔からの噴霧間の単純な比較は厳密ではない。そこで、噴孔傾斜角度の影響を検討するため、弁偏心の有無による噴射方向の変化角度を比較した。

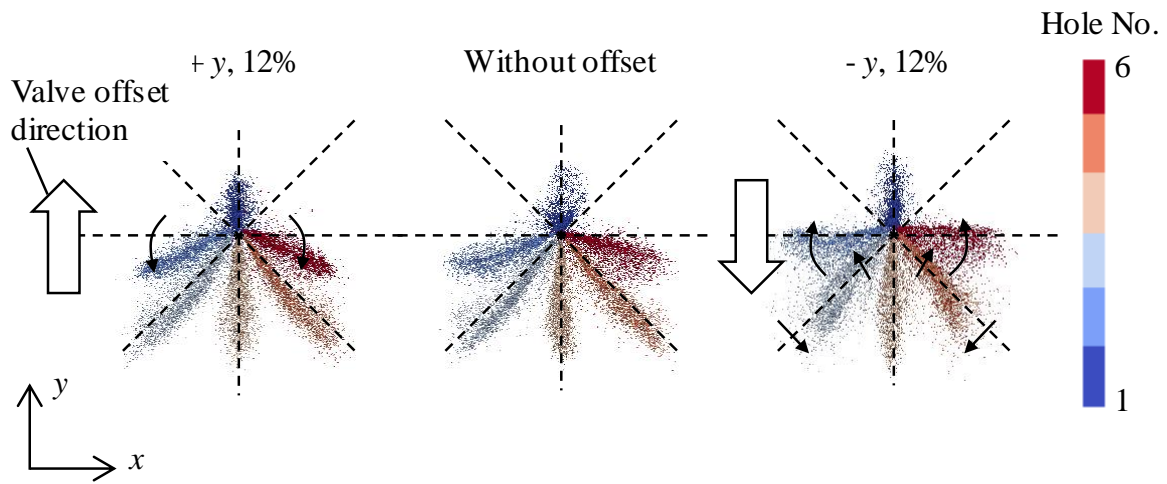
図 4.14 (a)は噴射方向の変化角度 γ について説明する模式図である。インジェクタ先端から噴霧の質量中心位置に向かう方向を噴射方向とし、弁偏心の有無で同一噴孔からの噴霧の噴射方向がなす角を γ と定義した。各噴孔の噴霧ごとに γ を算出し、Plume 1, 2, 6 ($\theta \leq 27^\circ$)と Plume 3, 4, 5 ($27^\circ < \theta \leq 44^\circ$)の平均値を図 4.14 (b)に示している。+x 方向の弁偏心の 6%と 12%の結果を比較すると、偏心量が大きいほど Plume 3, 4, 5 の γ は大きくなっているが、Plume 1, 2, 6 では変化は小さいことが分かる。次に、Plume 3, 4, 5 と Plume 1, 2, 6 の各グラフを比較すると、弁偏心の条件によらず、Plume 3, 4, 5 の γ の方が大きい。噴孔への流入速度が大きいシート側（図 4.10 の A-A 断面を参照）において流入角が小さい噴孔(Hole 3, 4, 5)では、図 4.12 で示したメカニズムにより、シート側からの速度の大きい流れが噴孔側壁に衝突しやすく、噴射方向の変化が大きかったと考えられる。

次に、図 4.14 (b)の各弁偏心方向 (+x, $\pm y$ の 12%) を比較すると、Plume 1, 2, 6 では+y 方向のが大きく、Plume 3, 4, 5 では-y 方向が大きい。つまり、弁偏心方向に位置する噴孔の噴霧は γ が大きい。これは弁偏心によって弁偏心方向に位置する噴孔へは sac 側からの流れ込みが増加したことで噴射方向が変化したためと考えられる。

以上から、弁偏心が生じた場合、噴孔傾斜角度が大きく、弁偏心方向に位置する噴孔ほど噴霧の噴射方向は変化しやすいことが分かった。噴孔傾斜が大きい噴孔が位置する方向では弁偏心量が小さくなるよう弁挙動を制御できれば、噴射方向の制御を高精度化することが可能であると考えられる。

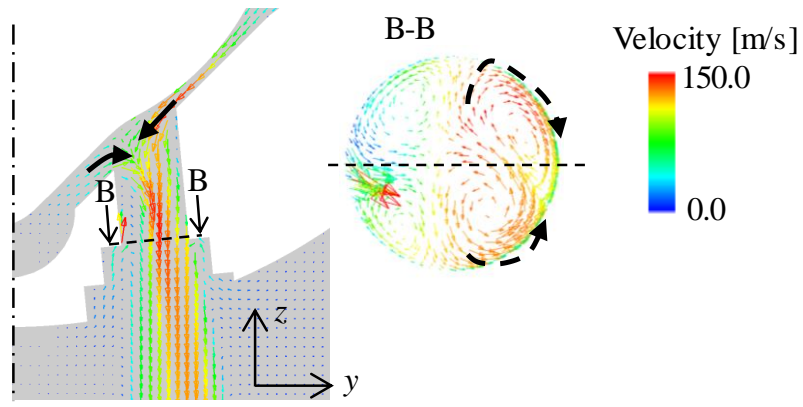


(a) Valve offset of $+x$ directions

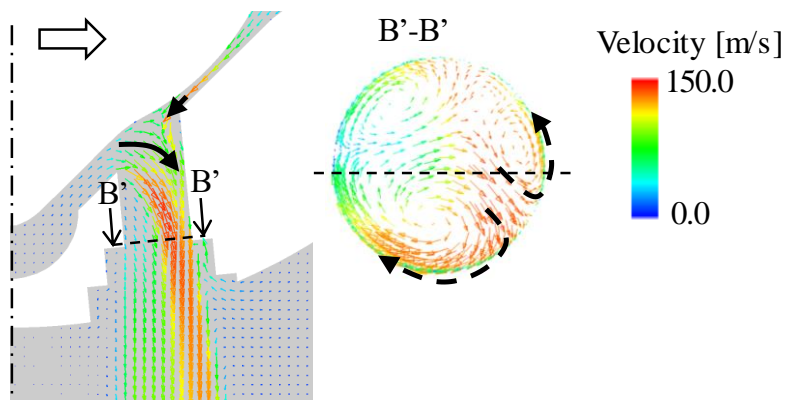


(b) Valve offset of $\pm y$ directions

Fig. 4.11 Top view of spray shapes simulated with (a) $+x$ and (b) $\pm y$ offset at 0.8 ms. Solid line arrows show the changes of spray directions due to valve offset. Some of the spray plumes move to opposite direction of valve offset. In $\pm y$ valve offset, more symmetrical spray shapes are formed in yz -plane than without valve offset.

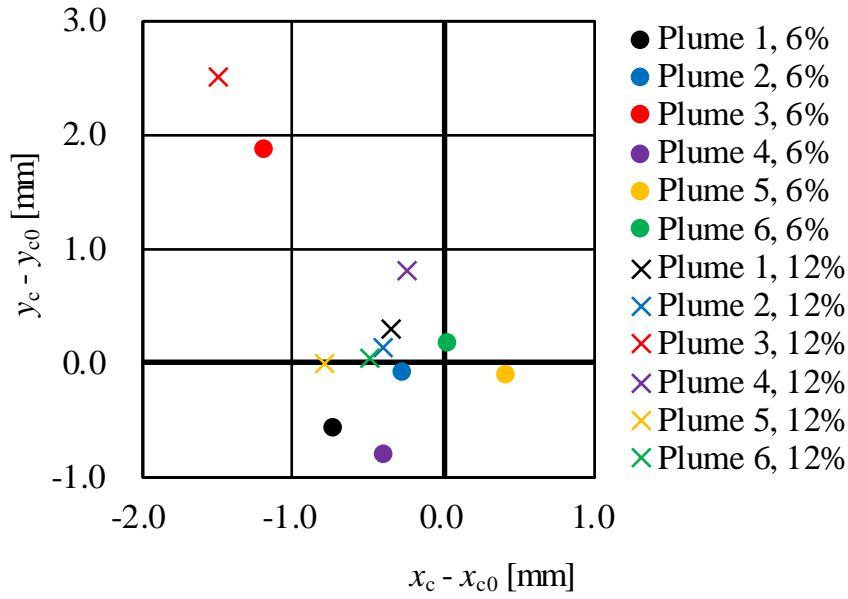


(a) Without offset

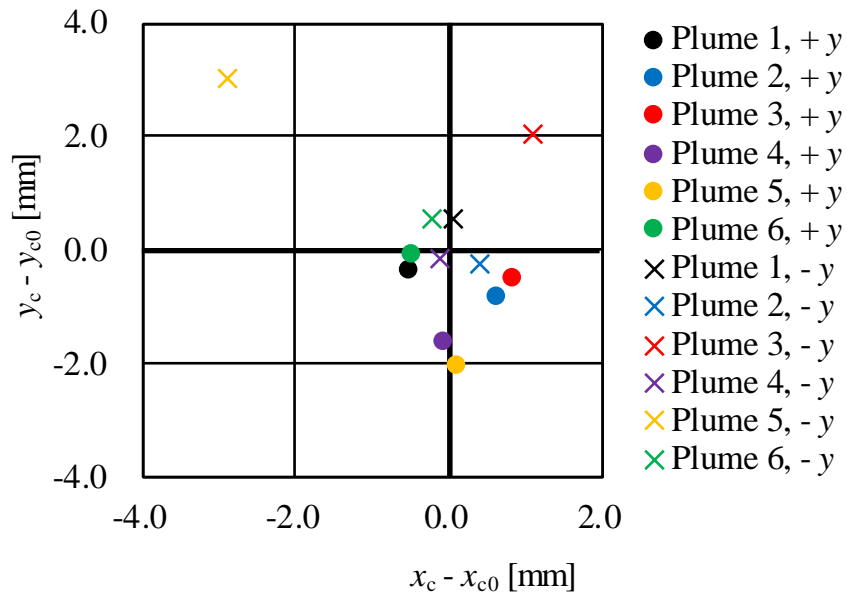


(b) +y, 12%

Fig. 4.12 Velocity vectors of inner nozzle and nozzle outlet around Hole 1 at 0.8 ms; (a) without offset, and (b) with +y offset. Vortices are generated by inflow from the sac side. Velocity vectors in a hole outlet B'-B' show flow directions in the opposite direction to valve offset with high velocity, as shown by dashed arrows.



(a) + x, 6% and 12%



(b) $\pm y$, 12%

Fig. 4.13 Difference of spray-plume center of mass with valve offset (x_{c0}, y_{c0}) and without valve offset (x_c, y_c). (a) Comparison of + x valve offset of 6% and 12% displacement. (b) Comparison of $\pm y$ valve offset. Plots with larger offset displacement show larger shifts in center of mass, especially in Plume 3 and Plume 5.

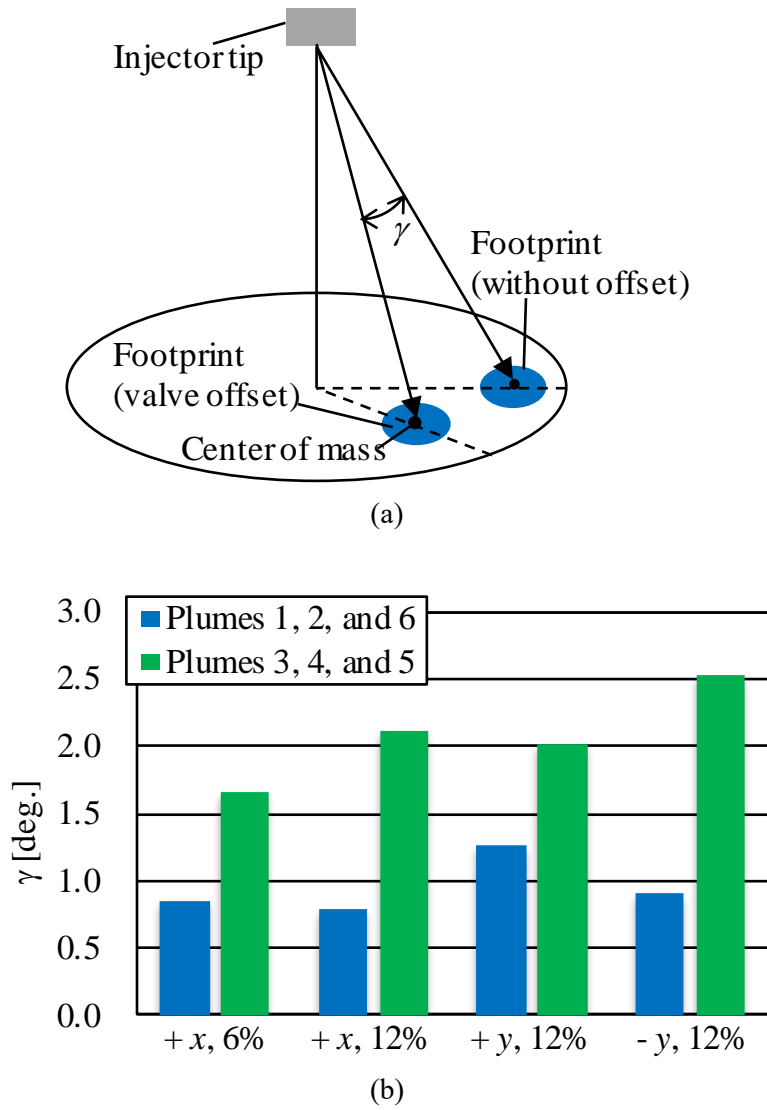


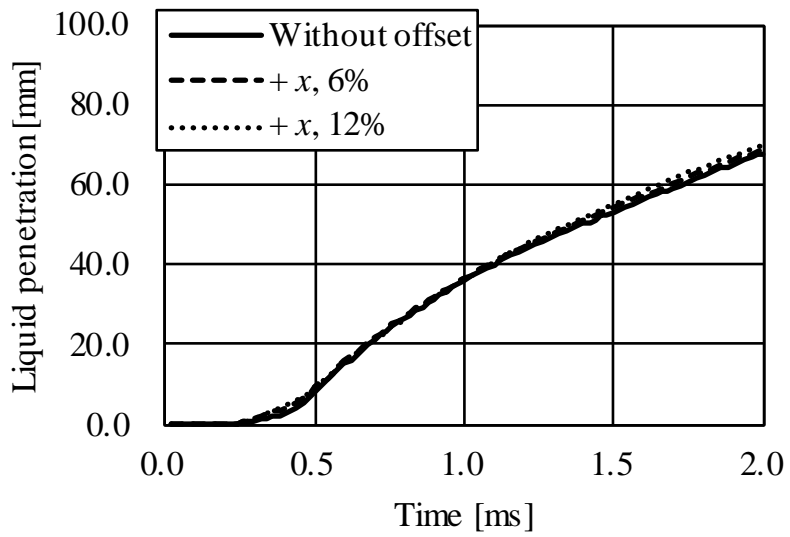
Fig. 4.14 (a) Schematic definition of angle γ for change of plume-center trajectory. (b) Comparison of averaged γ for Plumes 1, 2, and 6, and Plumes 3, 4, and 5. γ with +x offset of 12% becomes larger than that of 6%. γ is large when the plumes are sprayed from the holes located in the valve offset direction; in Plume 1, 2, and 6, γ with +y of 12% is the largest, and in Plume 3, 4, and 5, -y of 12% is the largest.

4.4.3 液相のペネトレーションへの影響

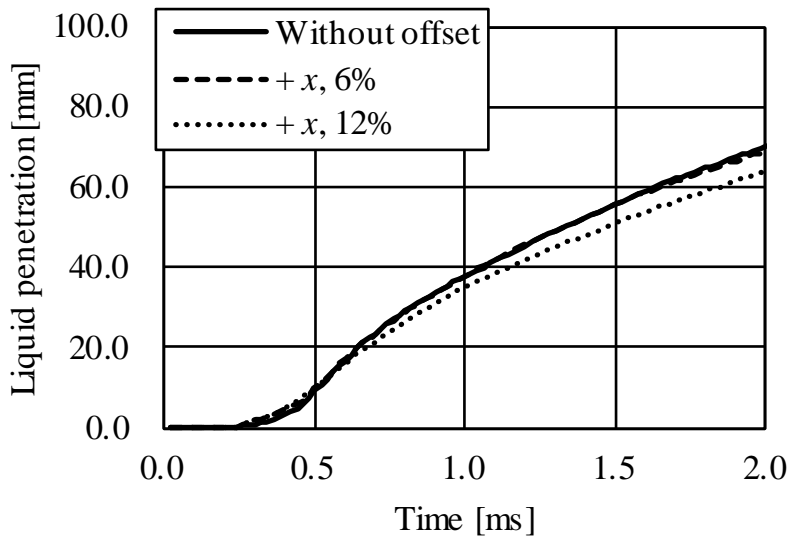
4.4.2 項より弁偏心方向と偏心量に加えて、噴孔傾斜角度の大きさも噴射方向に影響することが明らかとなった。そこでペネトレーションに関しても噴孔傾斜角度の影響を検討するため、噴孔傾斜角度の異なる噴孔の噴霧として Plume 5 と Plume 6 に着目した。図 4.15 に液相のペネトレーションの解析結果を示す。噴孔傾斜角度の小さい Plume 6 ではペネトレーションの変化が見られたが、噴孔傾斜角度の大きい Plume 5 ではほとんど見られなかった。また、弁偏心量が大きい方がペネトレーションの変化は大きかった。

噴孔傾斜角度の大きさによりペネトレーションが変化するメカニズムを検討するため、図 4.16 に噴孔出口で噴射されるパーセルの速度のヒストグラムを示す。縦軸は噴射されるパーセルの頻度、横軸は噴孔出口面に垂直な速度であり、速度のデータ区間を 5 m/s ごととしている。図から、Plume 5 では弁偏心してもヒストグラムの差が小さいことから、ペネトレーションにほとんど差が生じなかったと考えられる。一方、Plume 6 では弁偏心によってヒストグラムに Plume 5 よりも大きい差が生じた。弁偏心無しの条件と比較してペネトレーションの短い +x 方向の弁偏心では、頻度が最大となる速度は 130 m/s と大きい、100 m/s から 125 m/s の頻度は低い。ペネトレーションの長い +y 方向の弁偏心では、頻度が最大となる速度は 115 m/s と小さいものの、100 m/s から 125 m/s の頻度は高い。このことから、噴射される速度の大きいパーセルが多いとペネトレーションは長く、速度の大きいパーセルが少ないとペネトレーションは短くなっていることが分かる。図 4.15 を見ると、いずれのグラフも噴射初期の挙動はほとんど同じだが、Plume 6 の +x や -y 方向の弁偏心では 0.7 ms あたりからグラフの傾きが小さく、噴霧の速度が減衰していることが分かる。噴射される速度の大きいパーセルが少ないほど、噴霧中の速度の大きいパーセルは疎に存在することになり、速度の大きいパーセルが誘起する気相速度が他のパーセルに与える影響は小さくなる。よって、式(4-9)の気相の速度 u_g が小さくなって抵抗が増加し、その結果、パーセルの速度が減衰していると考えられる。

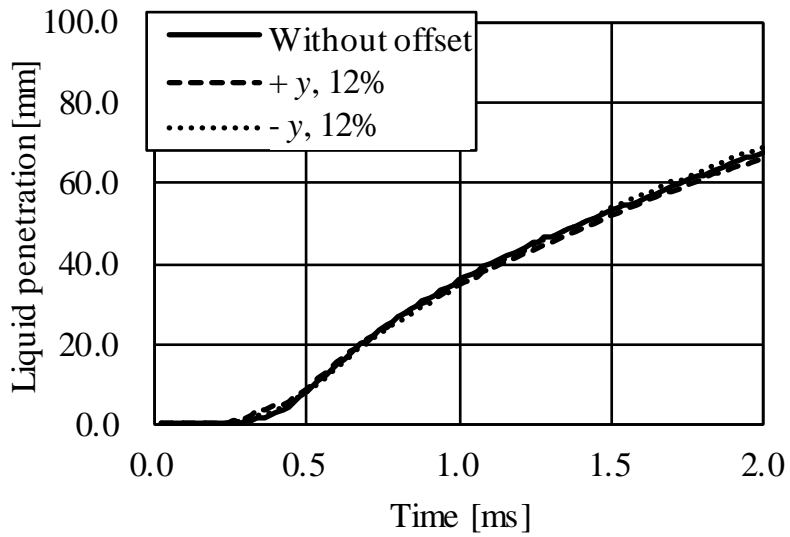
Plume 6 で図 4.16 のようなヒストグラムとなった理由について、図 4.17 に示す Hole 6 断面の速度の等高線図から考察した。(a)の弁偏心無しと比較して、(b)の +x 方向の弁偏心では、sac 側からのはく離が大きくなっており、結果として 130 m/s 以上の領域は広いものの、100 m/s から 125 m/s の領域が狭い。一方で、(c)の +y 方向の弁偏心では、はく離が小さくなっており、100 m/s 以上の速度の大きい領域が広いことが分かる。はく離の大きさは、弁偏心によって生じた噴孔上流の流れによって、流入角の小さい位置から流れ込んでいるかどうかで決定される。各噴孔の傾斜方向と合わせて弁偏心方向を制御することで、ペネトレーションの変化を抑制することが可能であると言える。



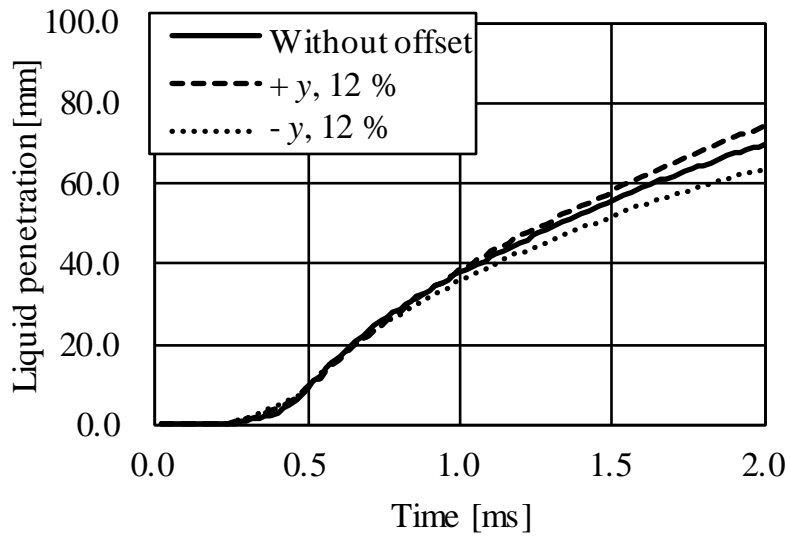
(a) + x , Plume 5



(b) + x , Plume 6

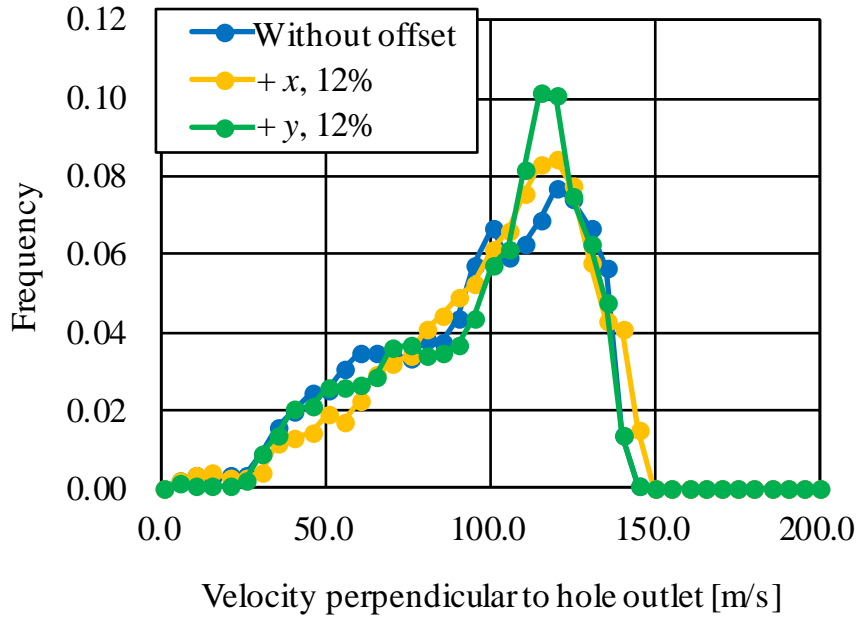


(c) $\pm y$, Plume 5

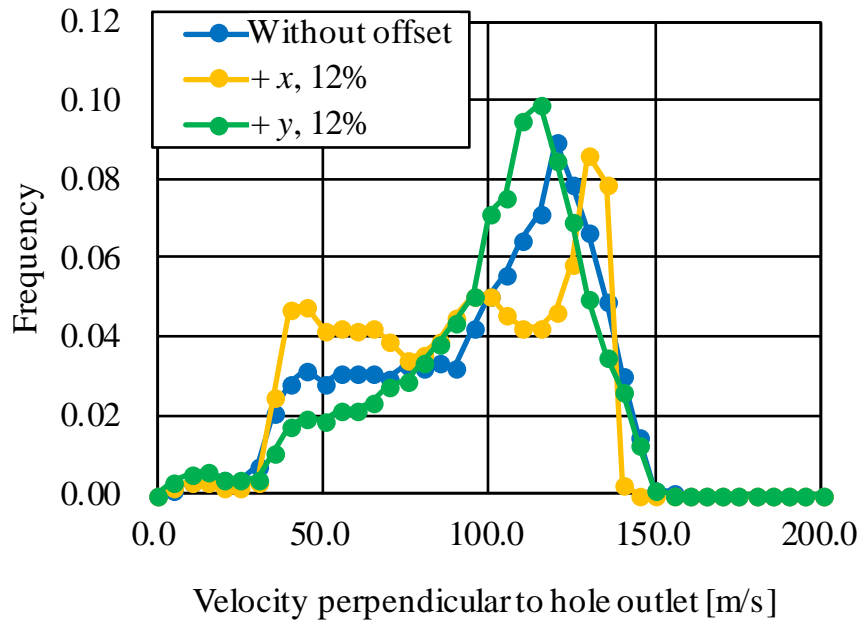


(d) $\pm y$, Plume 6

Fig. 4.15 Comparison between liquid penetration of Plume 5 and Plume 6 for + x and $\pm y$ valve offset. Plume 6 injected from the hole of large drill angle shows change in penetration length.



(a) Plume 5



(b) Plume 6

Fig. 4.16 Comparison of histograms for inlet parcel velocity perpendicular to hole outlet: (a) Plume 5 and (b) Plume 6. While histograms for Plume 5 is similar, those for Plume 6 showed differences in frequency of high velocity parcels (more than 100 m/s). It is found that the liquid penetration length depends on the number of parcels of high velocity.

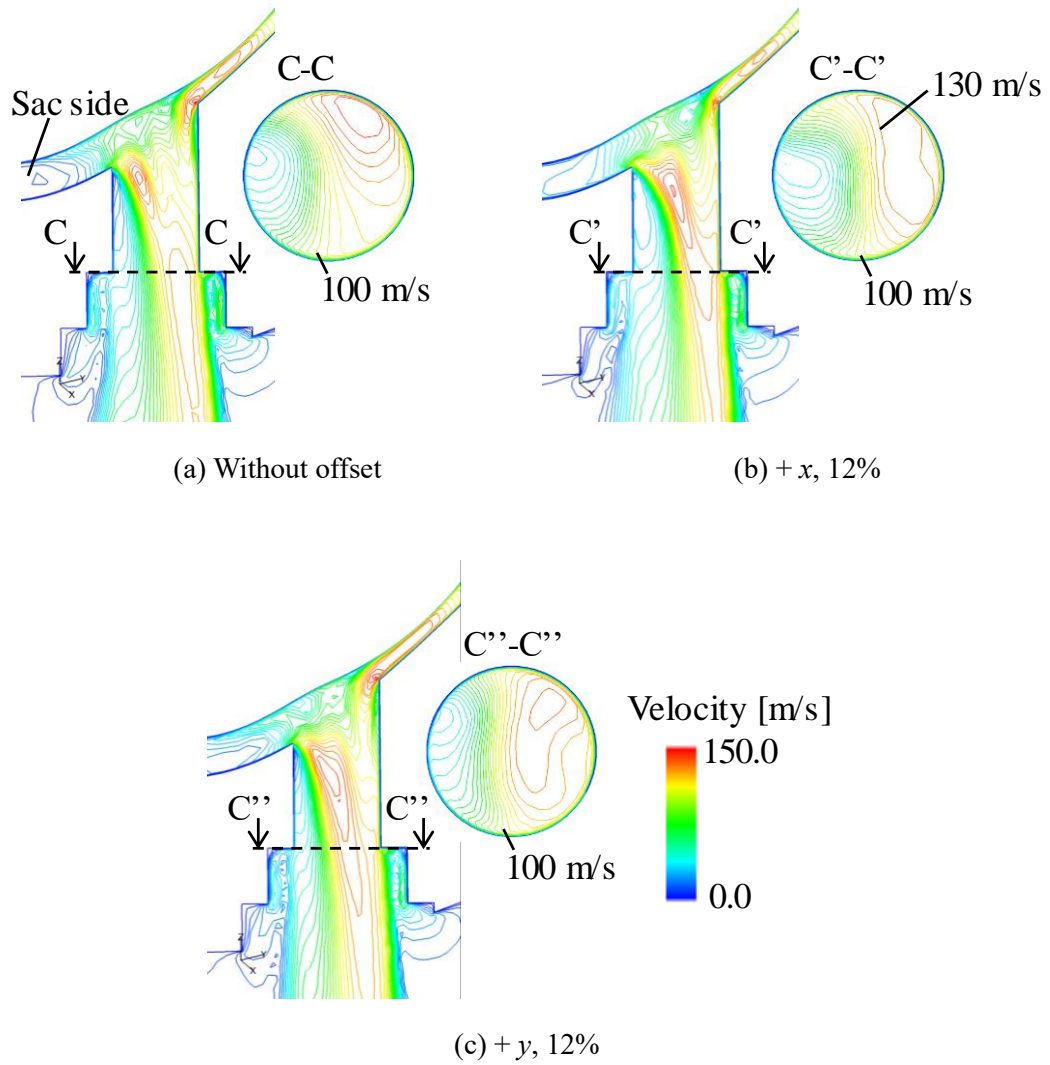


Fig. 4.17 Comparison of velocity contours in Hole 6 (a) without offset, (b) with + x valve offset, and (c) + y valve offset at 12% displacement. Large velocity area at hole outlet changes due to flow separation on sac side.

4.5 結言

ガソリン直噴エンジンで PM 発生量を低減するには、燃料インジェクタによる噴霧形状の制御が重要である。噴霧形状へ影響を及ぼす要因として弁偏心が挙げられるが、弁偏心の測定は困難であることから、弁偏心と噴霧形状の相関は明らかにされていなかった。そこで本研究では、弁偏心を考慮したインジェクタノズル内の燃料流動から噴霧までの一貫解析手法を構築し、弁偏心の方向や偏心量が、ノズル内の流動や噴霧形状へ及ぼす影響について明らかにした。得られた主な結果は以下の通りである。

(1) 解析手法を検証し、噴霧の外観、噴霧断層の質量中心位置と液相のペネトレーションが良く一致することを確認した。特に、開閉弁挙動を考慮したノズル内流動解析により、開弁直後から 0.4 ms あたりまでリフト量が小さいためにペネトレーションの伸びが遅れる挙動を捉えることができた。

(2) VOF 法による弁偏心を伴うインジェクタ内部の流動解析により、弁が偏心することで弁偏心側のシート部が狭くなるために、シート側から噴孔への流れ込みが減少し、sac 側から燃料を供給すべく噴孔上流の sac 近傍で弁偏心方向に向かう流れが生じていることが明らかとなった。これにより、各噴孔への流れ込みが変化し、噴孔内ではく離の程度が変化している。

(3) 弁偏心により生じる噴孔上流の流れによって噴孔への流れ込みが変化した結果、噴孔内部で弁偏心無しの条件とは異なる渦流れが生じ、噴射方向が弁偏心方向と逆方向に変化していることが明らかとなった。噴射方向は噴孔長さにも依存すると考えられ、今後更なる検討が必要である。

(4) 噴霧断層の質量中心位置を用いて噴射方向への影響について検討した。弁偏心が生じた場合、弁偏心量が大きく、噴孔傾斜角度が大きく、弁偏心側に位置する噴孔の噴霧ほど、質量中心位置のずれは大きくなる傾向が見られた。噴孔傾斜角度が大きい噴孔が配置されている方向には弁偏心量が小さくなるように弁挙動を制御できれば、噴射方向の制御の高精度化が可能であると考えられる。

(5) 弁偏心の有無における液相のペネトレーションを比較した。弁偏心により噴孔内ではく離が生じ、噴孔出口の速度分布が変化した結果、噴孔傾斜角度の小さい噴孔ではペネトレーションの変化が見られた。噴孔内ではく離が小さいほど噴射速度の大きい液滴（パーセル）が多くなり、ペネトレーションが長くなる傾向が見られた。各噴孔の傾斜方向と合わせて弁偏心方向を制御することで、ペネトレーションの変化を抑制することが可能であると言える。

以上より、弁偏心によってノズル内部流が変化し、偏心方向、偏心距離、噴孔傾斜角度に依

存して噴霧形状が変化していることが明らかとなった．インジェクタのノズルの非対称性や設計時の公差を考えると，弁偏心を完全に回避することは難しい．弁偏心のしやすさや，弁偏心量を，弁体周りやノズル流路形状の設計により制御し，噴霧形状が想定範囲で形成されるようにインジェクタを設計することが重要である．

参考文献

- [1] Stępień, Z. and Oleksiak, S., Deposit forming tendency in spark ignition engines and evaluation of gasoline detergent additives effectiveness, *Journal of KONES Powertrain and Transport*, Vol. 16, No. 2 (2009).
- [2] Xu, H., Wang, C., Ma, X., Sarangi, A. K., Weall, A. and Krueger-Venus, J., Fuel injector deposits in direct-injection spark-ignition engines, *Progress in Energy and Combustion Science*, Vol. 50 (2015), pp. 63–80.
- [3] Hellmann, R., Jochmann, P., Stapf, K. G., Schuenemann, E., Daróczy, L. and Thévenin, D., Towards design optimization of high-pressure gasoline injectors using genetic algorithm coupled with computational fluid dynamics (CFD), *Proceedings of 28th Conference on Liquid Atomization and Spray Systems (ILASS-Europe 2017)* (2017).
- [4] Kevric, A., Iwamuro, M., Richardson, P., Kaneta, H., Mizobuchi, T. and Shibata, H., Realising mixture formation benefits with a dual port fuel injection (PFI) system, *Proceedings of SIA Powertrain Congress in Versailles* (2017).
- [5] Knorsch, T., Rogler, P., Miller, M. and Wiese, W., On the evaluation methods for systematic further development of direct-injection nozzles, *SAE Technical Paper 2016-01-2200* (2016).
- [6] Duke, D., Swantek, A., Tilocco, Z., Kastengren, A., Fezzaa, K., Neroorkar, K., Moulai, M., Powell, C. and Schmidt, D., X-ray imaging of cavitation in diesel injectors, *SAE international Journal of Engines*, Vol. 7, No. 2 (2014).
- [7] Duke, D. J., Kastengren, A. L., Matusik, K. E., Swantek, A. B., Powell, C. F., Payri, R., Vaquerizo, D., Itani, L., Bruneaux, G., Grover Jr., R. O., Parrish, S., Markle, L., Schmidt, D., Manin, J., Skeen, S. A. and Pickett, L. M., Internal and near nozzle measurements of Engine Combustion Network “Spray G” gasoline direct injectors, *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol. 88 (2017) pp. 608–621.
- [8] Shoji, T., Effect of cycle-to-cycle variations in spray characteristics on hydrocarbon emission in DI diesel engines (Visualization of sac inner flow, needle valve motion and cycle-to-cycle variations in diesel spray), *JSME International Journal, Series B*, Vol. 40, No.2 (1997) pp. 312–319.
- [9] Xue, Q., Battistoni, M. and Som, S., CFD modeling of nozzle flow and near-field spray on ECN Spray B injector, *ILASS Americas 27th Annual Conference on Liquid Atomization and Spray Systems*, Raleigh, NC (2015).
- [10] Battistoni, M., Xue, Q., Som, S. and Pomraning, E., Effect of off-axis needle motion on internal nozzle and near exit flow in a multi-hole diesel injector, *SAE international Journal of Fuels and Lubricants*, Vol. 7, No. 1 (2014), pp. 167–182.
- [11] Battistoni, M., Xue, Q. and Som, S., Large-eddy simulation (LES) of spray transients: start and end of injection phenomena, *Oil & Gas Science and Technology* (2015).
- [12] Baldwin, E. T., Grover Jr., R. O., Parrish, S. E., Duke, D. J., Matusik, K. E., Powell, C. F.,

- Kastengren, A. L. and Schmidt, D. P., String flash-boiling in gasoline direct injection simulations with transient needle motion, *International Journal of Multiphase Flow*, Vol. 87 (2016), pp. 90–101.
- [13] Ishii, E., Yasukawa, Y., Yoshimura, K. and Ogura, K., Fuel-spray simulation with valve motion perpendicular to closing direction, *Proceedings of the ASME 2017 Fluids Engineering Division Summer Meeting (FEDSM2017)*, FEDSM2017-69072 (2017).
- [14] Siemens Product Lifecycle Management Software Inc., Customer support portal: STAR-CCM+ User Guide, available from < https://mdx.plm.automation.siemens.com/ja_jp/star-ccm-plus>, (accessed on 22 November, 2017).
- [15] Sauer, J. and Schnerr, G. H., Unsteady cavitating flow- a new cavitation model based on a modified front capturing method and bubble dynamics, *Proceedings of 2000 ASME Fluids Engineering Summer Conference*, FEDSM2000-11095 (2000).
- [16] Muzaferija, S., Peric, M., Sames, P. and Schelin, T., A two-fluid Navier-Stokes solver to simulate water entry, *Proceedings of 22nd Symposium on Naval Hydrodynamics* (1998).
- [17] Amsden, A. A., O'Rourke, P. J. and Butler, T. D., KIVA-II: A computer program for chemically reactive flows with sprays, *Report LA-11560-MS* (1989).
- [18] Beale, J. C. and Reitz, R. D., Modeling spray atomization with the Kelvin-Helmholtz / Rayleigh-Taylor hybrid model, *Atomization Sprays*, Vol. 9, No. 6 (1999), pp. 623–650.
- [19] 拔山四郎, 棚澤泰, 液体微粒化の実験 (第3報, 噴霧流内の粒の大きさの分布に就て), *日本機械学会論文集*, Vol. 4, No. 15 (1938).

第 5 章

結論

5.1 第 2 章の結論

熱交換器性能のさらなる向上のために，冷媒分配器の分配特性や配管内の流動形態の把握が求められている．第 2 章では気液二相流解析による冷媒分配器の分配特性の評価手法を提案した．本手法は，Volume of Fluid method (VOF 法)の課題である気液界面での数値拡散による液膜の消失に対し，解析モデルを分割し，分割した流入境界において液膜分布と流量を補正することで，実用的な計算コストで高精度に分配特性の評価を可能にした．本手法を用いて，上流配管（曲がり管）が，下流に設置された冷媒分配器の分配特性に及ぼす影響について検討した．解析結果は水-空気実験の結果と比較し，解析手法の妥当性を検証した．以下に得られた結論を示す．

(1) 水-空気実験により，曲がり管内の環状流の様子を確認した．曲がり管の曲がり方向に対して液膜の偏りが生じている様子が確認できた．これは曲がり管による遠心力と，重力の影響であると考えられる．また，実験と同様に，解析でも遠心力と重力の影響で液膜厚さが偏る様子が確認できた．

(2) 曲がり管内で消失した液相を，分配器の流入境界において，液相の偏りを考慮した補正を行うことで液膜の消失を低減した．これにより流れの分配後，分配器下側（重力方向）の液膜が厚くなる現象が再現できた．しかし，分配器上部に気相のみの乾いた領域ができ，実験の流れ場と差異が生じた．この問題に対しては，分配器流入境界における膜厚および速度が適切ではないことに起因すると考えられ，液膜補正時により適切な液相と気相の面積比とすることで改善できると考えられる．

(3) 数値解析と水-空気実験の分配比率・乾き度の比較から，液膜分布の補正を行うことで定性的に実験と一致することが確認された．熱交換器の多パス化の際に重要な課題である液相の分配予測精度は最大誤差 4%程度であり，定量的な妥当性も確認された．

以上から、本研究で提案した手法により分配器上流の配管の影響を含めた分配特性の評価が可能となった。これにより、分配器上流の配管形状が分配特性に及ぼす影響の検討が容易となる。さらに、本手法は複数の分岐を持つ多パス分配器や、ラジエータなどに使用されるヘッド管の分配特性も検討可能であり、今後のさらなる製品開発における活用を検討していく。

5.2 第3章の結論

ポート噴射ガソリンエンジンでは燃焼効率の改善のために、粒径の小さい燃料噴霧が必要である。第3章では燃料の微粒化と噴霧形状制御の両立を可能とする多孔スワールインジェクタの開発に関して、実験による噴霧の可視化、平均粒径の測定、および数値解析によるインジェクタ先端のノズル内流動の検討により、多孔スワールインジェクタ特有の噴霧の微粒化現象を明らかにした。さらに、これらの知見を基に、数値解析と粒径予測式を用いて噴霧の平均粒径を簡易に算出する手法を提案した。以下に得られた結論を示す。

(1) スワールインジェクタを多孔化すると、噴霧同士の干渉が生じる。燃料が液膜の状態干渉した場合は **Sauter Mean Diameter** (ザウター平均粒径, **SMD**) が悪化する。一方で燃料が液滴の状態干渉した場合は、本研究の実験条件では **SMD** の変化は小さい。これは、噴霧中の液膜が衝突した場合は合体して大きな液滴が生成されるが、液滴の状態干渉した場合は、液滴が衝突しても液滴同士が結合したままになりやすく、粒径への影響が小さかったためである。

(2) インジェクタ先端におけるノズル内部の気液二相流の数値解析を実施し、ノズル内部流れの観点から、スワールインジェクタの多孔化が粒径に与える影響について検討した。解析結果から、局所的な旋回速度が膜厚形成に影響していること、また、多孔化すると噴射差圧によらず液膜厚さが薄くなっていることが明らかとなった。これは多孔化によって各孔あたりの流量が低下したことが原因である。噴霧が液滴干渉している場合は、この影響により、単孔よりも多孔スワールインジェクタの **SMD** が小さくなることが分かった。

(3) 円錐状の噴霧における液膜の分裂長さを考慮した粒径算出手法を構築した。算出結果と実験結果を比較すると、多孔の低圧側では解析結果と実験結果の差異が大きいが、単孔の場合、および多孔の高圧側（噴霧が液滴状態で干渉する場合）においては粒径の算出値は **SMD** の測定結果とよく一致した。これは液膜の合体の影響を粒径算出手法では考慮していないためである。よって本研究の粒径算出手法は液膜干渉をしていない場合は **SMD** を予測可能であることが分かった。

製品としての多孔スワールインジェクタの開発においては噴霧の粒径が重要な指標となる。本研究の結果から、粒径の小さい噴霧を得るためには、噴霧の液膜干渉は避けるべきであることが明らかとなった。本研究で提案した粒径算出手法は液膜干渉を考慮していないが、実際には液膜干渉をさせないことを前提として噴射条件やノズル形状の最適化を実施すること

になるため、提案した手法は製品開発において十分利用できるものである。

5.3 第4章の結論

ガソリン直噴エンジンで Particulate Matter (PM)発生量を低減するには、燃料インジェクタによる噴霧形状の制御が重要である。噴霧形状へ影響を及ぼす要因として弁偏心が挙げられるが、弁偏心の測定は困難であることから、弁偏心と噴霧形状の相関は明らかにされていなかった。第4章では、弁偏心を考慮したインジェクタノズル内の燃料流動から噴霧までの一貫解析手法を構築し、弁偏心の方向や偏心量が、ノズル内の流動や噴霧形状へ及ぼす影響について数値解析により明らかにした。以下に得られた結論を示す。

- (1) ノズル内から噴霧までの一貫解析手法を検証した。噴霧の外観、噴霧断層の質量中心位置と液相のペネトレーションが実験と解析で良く一致することを確認した。特に、開閉弁挙動を考慮したノズル内流動解析により、開弁直後から 0.4 ms あたりまでリフト量が小さいためにペネトレーションの伸びが遅れる挙動を精度良く捉えることができた。
- (2) VOF 法による弁偏心を伴うインジェクタ内部の流動解析により、弁が偏心することで弁偏心側のシート部が狭くなるために、シート側から噴孔への流れ込みが減少し、sac 側から燃料を供給すべく噴孔上流の sac 近傍で弁偏心方向に向かう流れが生じていることが明らかとなった。これにより、各噴孔への流れ込みが変化し、噴孔内ではく離の程度が変化している。
- (3) 弁偏心により生じる噴孔上流の流れによって噴孔への流れ込みが変化した結果、噴孔内部で弁偏心が無い場合とは異なる渦流れが生じ、噴射方向が弁偏心方向と逆方向に変化していることが明らかとなった。噴射方向は噴孔長さにも依存すると考えられ、今後更なる検討が必要である。
- (4) 噴霧断層の質量中心位置から噴射方向への影響について検討した。弁偏心が生じた場合、弁偏心量が大きく、噴孔傾斜角度が大きく、弁偏心側に位置する噴孔の噴霧ほど、質量中心位置のずれは大きくなる傾向が見られた。噴孔傾斜角度が大きい噴孔が配置されている方向には弁偏心量が小さくなるように弁挙動を制御できれば、噴射方向の制御の高精度化が可能であると考えられる。
- (5) 弁偏心の有無における液相のペネトレーションを比較した。弁偏心により噴孔内ではく離が生じ、噴孔出口の速度分布が変化した結果、噴孔傾斜角度の小さい噴孔ではペネトレーションの変化が見られた。噴孔内のはく離が小さいほど噴射速度の大きい液滴（パーセル）が多くなり、ペネトレーションが長くなる傾向が見られた。各噴孔の傾斜方向と合わせて弁偏心方向を制御することで、ペネトレーションの変化を抑制することが可能であると言える。

以上より、弁偏心によってノズル内部流が変化し、偏心方向、偏心距離、噴孔傾斜角度に依存して噴霧形状が変化していることが明らかとなった。インジェクタのノズルの非対称性や設計時の公差を考えると、弁偏心を完全に回避することは難しい。弁偏心のしやすさや、弁偏心量を、弁体回りやノズル流路形状の設計により制御し、噴霧形状が想定範囲で形成されるようにインジェクタを設計することが重要である。

5.4 本研究の結論

本研究は、気液二相流解析を製品開発で活用していくために、低い解析コストで高精度な流れ場現象の予測を可能とする気液二相流解析手法を構築することを目的としている。本論文の第2章から第4章では、気液二相流を伴う工業製品の個別の課題に応じて、各製品の課題（または数値解析で評価したい性能）に焦点を当てることで解析コストの低減と予測精度の向上を両立した解析手法を提案した。提案手法は適用可能な物理現象や製品は限定されるものの、パラメータサーベイや製品性能の評価は十分可能であり、製品の研究開発だけでなく設計業務においても活用できる。実際に冷媒分配器や自動車用インジェクタの製品開発に活用され、製品性能の向上に貢献している。本研究で得られた知見や解析手法は、工業用プラント配管内の流動や自動車以外の噴射ノズル（例えば、航空機用の燃料噴射ノズルや、塗布用のノズル、金属粉末を製造するためのアトマイザ装置）など、他製品への展開も可能であり、今後さらなる産業界への貢献が期待される。

5.5 今後の課題

以下に本研究における今後の課題について示す。

- ・気相、乾き度予測の高精度化（第2章）

本研究では液膜補正時の液膜面積は上流配管の流入境界の液膜面積と同一としたが、実際には管路内の流れにより液相の流速が変化するため、液膜厚さも変化していると考えられる。解析モデルの分割箇所に応じて適切な液膜面積（もしくは液相速度）を予測できれば、より高精度に気相の分配比率や乾き度を算出できると考えられる。

- ・液膜干渉を考慮した粒径予測手法の提案（第3章）

本研究では液膜での噴霧干渉を考慮しない粒径予測手法を提案した。噴霧角から液膜の合一を考慮し、合一した液膜の厚さを用いて粒径を計算することで、噴霧が液膜で干渉した場合の粒径予測も可能になると考えられる。

- ・減圧沸騰が噴霧形状に及ぼす影響（第4章）

燃料の減圧沸騰（キャビテーションやフラッシュボイリング）が発生すると噴霧形状が変

化することが知られている．数値解析において減圧沸騰現象に起因する噴霧形状の予測が今後の開発における大きな課題である．

謝辞

東北大学工学研究科航空宇宙工学専攻 澤田恵介教授には、本研究のご指導のみならず、学部と博士課程前期の課程においてもご指導頂き、学問以外にも多くのことを学ばせていただきました。博士課程後期の課程では社会人ドクターとして再び快く研究室に迎え入れていただいたこと、また会社の業務と学業が両立できるようにお心配りしていただいたこと、深く感謝しております。

東北大学工学研究科航空宇宙工学専攻 大西直文教授、浅井圭介教授ならびに東北大学流体科学研究所 服部裕司教授には、本研究において多くの有益なご助言を賜りました。ここに感謝の意を表します。

東京大学大学院 工学系研究科 システム創成学専攻 越塚誠一教授には二相流噴霧の解析技術に関して多くの有益なご知見、ご助言を賜りました。ここに感謝の意を表します。

日立オートモティブシステムズ（株）の小林信章様、斎藤貴博様、小倉清隆様、三宅威生様には、本研究を実施するにあたり大変ご尽力いただきました。この場を借りて厚く御礼申し上げます。

（株）日立製作所 日立研究所 石井英二様、安川義人様、杉井泰介様、石川正典様、保坂知幸様をはじめ、日立研究所の同僚の皆様とは本研究を実施するにあたりご議論とご協力いただきました。今後もよろしくお願いいたします。

最後に、社会人と学生の両立をサポートしてくれた家族に心より御礼申し上げます。

